

LASERSPEKTROSKOPISCHE PRÄZISIONSMESSUNGEN AN HOCHANGEREGETEN SR-RYDBERGZUSTÄNDEN

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
des
Fachbereichs Physik
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von
Wilfried Makat
aus Berlin

1984





Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548817_0039

LASERSPEKTROSKOPISCHE
PRÄZISIONSMESSUNGEN AN HOCHANGEREGETEN
SR-RYDBERGZUSTÄNDEN

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
des
Fachbereichs Physik
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von
Wilfried Makat
aus Berlin

1984

1. Referent: Prof. Dr. E. Matthias

2. Referent: Prof. Dr. T. Törring

Tag der letzten mündlichen Prüfung: 28.11.1984

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	<u>Seite</u>
1. Einleitung	4
2. Laserspektrometer	7
2.1 Dye-Ringlaser	7
2.2 He-Ne-Lasersystem	11
2.2.1 Konzeption des He-Ne-Lasersystems	16
2.3 Wellenlängenkopplung	24
3. Rydbergatome	27
4. msnl-Konfiguration in mittlerer Kopplung	33
5. Hyperfeinstruktur für msnl-Rydberg- zustand	36
6. Spektroskopie von Sr-Rydbergserien	42
7. Experimentelle Anordnung	48
8. Thermionische Diode	52
8.1 Thermionische Ringdiode	54
8.2 Fortschritte bei der Spektroskopie von Sr-Rydbergzuständen	57
9. Rydbergserie $5s^2 \rightarrow 5sns$	65
9.1 HFS-induzierte n/n' -Zustandsmischung	72
10. Rydbergserie $5s^2 \rightarrow 5snd$	82
11. Diamagnetische Wechselwirkung der Feinstruktur	98
12. Zusammenfassung	110
13. Literaturverzeichnis	112
A. Anhang	119
A.1 Schaltzeichnungen, He-Ne-Lasersystem	119
A.2 Tabellen der Meßergebnisse	138

1. Einleitung

Die besonderen Eigenschaften von Rydbergatomen ergeben sich aus der starken Abhängigkeit zahlreicher atomarer physikalischer Größen von der Hauptquantenzahl. Dies äußert sich durch verschiedene spektroskopische Besonderheiten, die Anlaß zu entsprechenden Untersuchungen gaben: Übergangsfrequenzen zwischen benachbarten Rydbergzuständen im Mikrowellenbereich; große elektrische Polarisierbarkeiten; Wechselwirkungsenergien in äußeren elektrischen und magnetischen Feldern vergleichbar oder größer als der energetische Abstand benachbarter Terme. Insbesondere sind die Größenordnungsverhältnisse der einzelnen Wechselwirkungsbeiträge des freien Atoms (Coulombanteile, Spin- und Bahndrehimpulswechselwirkungen, Hyperfeinstrukturaufspaltungen) mit wachsender Hauptquantenzahl wesentlichen Änderungen unterworfen.

Ein spezieller Untersuchungsgegenstand sind die innerhalb der Rydbergserien auftretenden Wechselwirkungen mit energetisch benachbarten Zuständen anderer Konfigurationen. Eine Interpretation ist im Rahmen der Mehrkanal-Quantendefekttheorie (MQDT), /1,2/, und durch eine Analyse der Hyperfeinstrukturen möglich, die wesentlich durch Beimischungen fremder Konfigurationen beeinflusst werden.

Für die Rydbergzustände der Erdalkalien ergibt sich im Vergleich zu den Alkalien eine veränderte Situation insofern, als daß die verschiedenen Wechselwirkungen des inneren, nicht angeregten Valenzelektrons zu berücksichtigen

sind. Die Drehimpulskopplung beider Elektronen führt qualitativ zunächst zu einem He-ähnlichen System, in dem die Feinstruktur bei überwiegender Russel-Saunders-Kopplung in ein Triplett- u. Singulettssystem aufspaltet.

Der wesentliche Anteil zur Hyperfeinstruktur entsteht durch die Fermi-Kontakt-Wechselwirkung des inneren Rumpfelektrons mit dem magnetischen Kernmoment, die in den Rydbergserien gegenüber den übrigen Wechselwirkungsbeiträgen mit steigender Hauptquantenzahl zunehmend dominant wird. Die Folge sind hyperfein-induzierte Wechselwirkungen innerhalb der Feinstruktur (Singulett-Triplett-Mischung). Derartige Effekte wurden für Hg /3/, He /4,5/, Yb /6/ und systematisch für Rydbergzustände der Erdalkalien Ca /7/, Sr /7/ und Ba /7,8,9/ untersucht.

Die Untersuchung der Erdalkali-Rydbergzustände im Bereich sehr hoher Hauptquantenzahlen ist von besonderem Interesse, da in diesem Energiebereich der Energieabstand zwischen benachbarten Rydbergniveaus vergleichbar zur Fermi-Kontakt-Wechselwirkung des inneren, nicht angeregten s-Elektrons wird. Beim Einsatz äußerer magnetischer Felder kann mit Vorteil die n^4 -Abhängigkeit des diamagnetischen Terms zur Untersuchung des quadratischen Zeemaneffekts, einschließlich der damit verbundenen Mischung von Zuständen mit unterschiedlichem Bahndrehimpuls, ausgenutzt werden. Damit wird es möglich, die Voraussagen der Störungstheorie /10,11/ im Bereich sehr hoher Hauptquantenzahlen zu überprüfen.

Die entsprechenden Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit

werden an Rydbergzuständen des Sr im Bereich von Hauptquantenzahlen $n = 55$ bis über $n = 200$ durchgeführt. Voraussetzung hierzu war die Entwicklung einer neuen, verbesserten Detektionstechnik mit thermionischem Nachweis.

Durch den Einsatz eines He-Ne-Frequenzvergleichssystems wird eine hohe Stabilität und Reproduzierbarkeit der Laserfrequenz bei den spektroskopischen Untersuchungen gewährleistet. So wird die Messung von absoluten Frequenzverschiebungen durch äußere Parameter (externe Felder, Druck) möglich, ohne daß ein Referenzexperiment erforderlich wird.

Die Computersteuerung des Spektrometers eröffnet eine zusätzliche Möglichkeit zur Steigerung der Nachweisempfindlichkeit. So kann durch die mehrfache Wiederholung eines Meßvorgangs mit hoher Reproduzierbarkeit der Laserfrequenz eine wesentliche Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnisses erzielt werden ("time-averaging"-Technik), /15/.

2. Laserspektrometer

Abb. 2.1 zeigt den Gesamtaufbau des Spektrometers. Das System besteht aus folgenden Komponenten:

- a) Dauerstrich-Dye-Ringlaser mit
UV-Pumplaser und Frequenzstabilisierung
- b) He-Ne-Lasersystem zur Frequenzkalibrierung und
-durchstimmung
- c) Wellenlängenkopplung mit Breitband-Interferometer
- d) Computersystem zur aktiven Frequenzsteuerung und
zentralen Meßwerterfassung und -verarbeitung

2.1 Dye-Ringlaser

Die Ringlaserkonfiguration (Abb. 2.2) bietet gegenüber den Lasern mit linearer Resonatoranordnung zwei wesentliche Vorzüge:

Die erzielbaren Ausgangsleistungen sind höher, so daß Farbstoff-Ringlaser teilweise in Anwendungsbereichen eingesetzt werden können, die bislang die Verwendung von gepulsten Lasern erforderten. Daneben wird eine höhere Modenstabilität gewährleistet, wodurch ein problemloser Einmodenbetrieb möglich wird. Die Vorzüge ergeben sich durch die Vermeidung des "spatial holeburning", welches durch die stehende Laserwelle innerhalb eines linearen Resonators hervorgerufen wird.

Im Falle der Ringresonatorkonfiguration können sich zwei



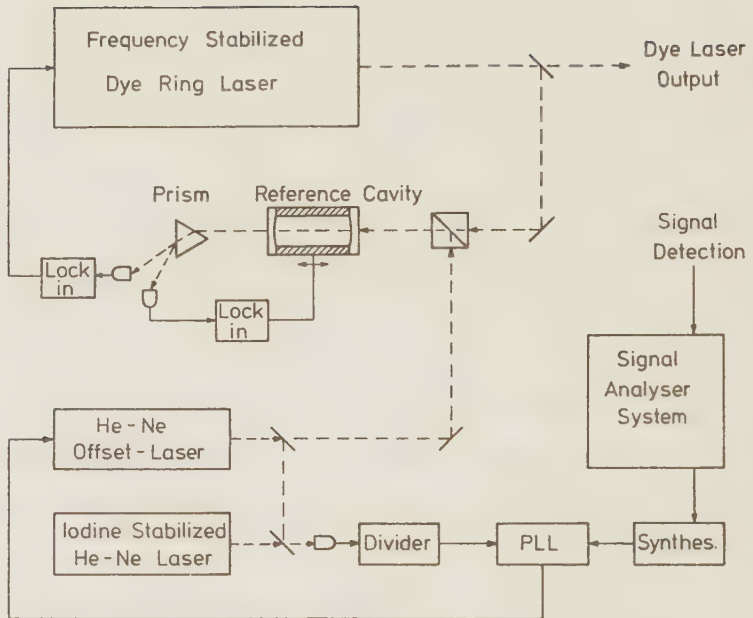


Abb. 2.1: Blockdiagramm des Laserspektrometers

entgegengesetzt umlaufende Wanderwellen ausbilden, wobei eine Umlaufrichtung durch Anordnung einer optischen Diode (Unidirectional Device) im Resonator unterdrückt wird. Die optische Diode besteht aus einer Kombination von Faraday-Dreher und $\lambda/2$ -Platte. Sie bewirkt für die zu unterdrückende Welle eine Drehung der Polarisation, so daß zusätzliche Verluste an den Brewsterflächen der optischen Komponenten entstehen.

Für das computergesteuerte Spektrometer wird als Dye-Ringlaser ein kommerzielles Modell (Spectra Physics, Mod.380) eingesetzt. Die optische Anregung der Farbstoffe erfolgt durch einen Ar^+ -UV-Laser (Spectra Physics, Mod.171-19) bei typischen Pumpleistungen von 3 W. Mit den verwendeten

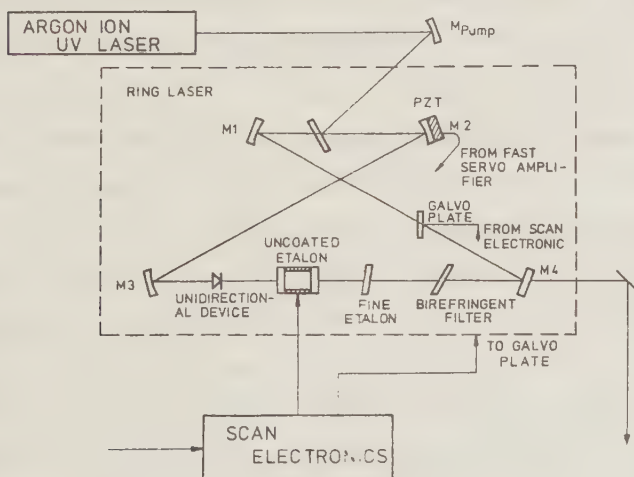


Abb. 2.2: Aufbau des Dye-Ringlasers

optischen Komponenten wird bei Einsatz der Laserfarbstoffe Stilben 1 und Stilben 3 ein Wellenlängenbereich von 410 bis 470 nm abgedeckt, wobei im Maximum der Stilben 3-Verstärkungskurve eine Spitzenleistung von 250 mW erzielt wird.

Die Grobselektion der Wellenlänge geschieht in herkömmlicher Weise mit Hilfe eines Birefringent Filters, ein durchstimmbares Etalon und ein weiteres Festetalon ermöglichen den Einmodenbetrieb im gesamten Spektralbereich. Um einen großen Durchstimmbereich bis 30 GHz zu realisieren, wird die Frequenzdurchstimmung durch zwei gegensinnig drehbare Quarzplatten (Galvo-Platten) durchgeführt. Ein zusätzlicher piezoelektrischer Spiegelantrieb dient der Korrektur schneller Frequenzschwankungen des Lasers, die insbesondere durch Instabilitäten des Dye-Jets auftreten. Zur Optimierung des Strahlprofils wird der Laser mit Astigmatismus-Kompensation betrieben.

Die erste Stufe der Frequenzstabilisierung wird ebenfalls mit Hilfe eines kommerziellen Systems (Spectra Physics, Mod.388) durchgeführt, wobei als Referenz ein temperaturstabilisiertes Fabry-Perot-Interferometer (FPI) dient. Die Stabilisierung erfolgt hierbei an der Flanke einer passenden Transmissionsmode. Ein zweites FPI dient als Hilfsreferenz und erlaubt im Falle einer Frequenzstörung die selbsttätige Rückführung der Laserfrequenz. Die kommerzielle FPI-Stabilisierung gestattet eine Reduzierung des Frequenz-Jitters, der im unstabilisierten Zustand im Bereich

von 20-100 MHz liegt, auf Werte < 1 MHz. Sie wurde zusätzlich vorgesehen, da die Zeitkonstanten der Lock-In-Regelung des "Frequency-Offset-Locking"-Systems eine Unterdrückung sehr kurzfristiger Frequenzschwankungen nicht zulassen. Darüberhinaus ist bei Abkopplung des FOL-Systems der Ringlaser separat einsatzfähig.

2.2 He-Ne-Lasersystem

Zur Realisierung der Frequenzkalibrierung und Frequenzdurchstimmung wird auf die "Frequency-Offset-Locking" (FOL)-Technik /14,15/ zurückgegriffen. Ein Referenzlaser, der an einem Übergang des J_2 -Moleküls stabilisiert wird, dient als Wellenlängenreferenz für das gesamte Spektrometer. Ein zweiter (Offset-) Laser wird, im vorliegenden Fall durch entsprechende Computervorgaben, definiert gegenüber dieser Referenz verstimmt. Hierbei wird die Schwebungsfrequenz der Laserwellen elektronisch gemessen und mit der Frequenzvorgabe verglichen. Auf diese Weise wird ein Regelsignal gewonnen, welches der Steuerung der Offsets laserfrequenz dient.

Durch die Ankopplung der Dye-Ringlaserfrequenz an einem optischen Molekülübergang wird eine hohe Stabilität und Reproduzierbarkeit sichergestellt. Der Einsatz der "time-averaging"-Technik erlaubt Isotopieverschiebungsmessungen bei sehr geringen Isotopenkonzentrationen, sowie die Bestimmung der Frequenzlagen schwacher Hyperfeinstrukturkomponenten /15,16,17/.

Es sind inzwischen zahlreiche Realisierungsmöglichkeiten

für Laser bekannt geworden, die an atomaren bzw. molekularen Übergängen stabilisiert werden. Im einfachsten Fall wird das Lasermedium selbst zur Stabilisierung herangezogen (Lamb-dip stabilisierter He-Ne-Laser /12/, Zeeman-stabilisierter He-Ne-Laser /13/). Lamb-dip stabilisierte He-Ne-Laser zeigen Frequenzstabilitäten von 2×10^{-9} und Reproduzierbarkeiten von 10^{-7} /12,107/. Eine deutliche Verbesserung dieser Werte wird durch die große Breite des Lamb-dips von ca. 200 MHz, den hohen Betriebsdruck (ca. 3 mbar) und der Druckabhängigkeit der Übergangsfrequenz von 15 MHz/mbar /27/ verhindert. Höhere Frequenzstabilitäten und Reproduzierbarkeiten werden jedoch mit Anordnungen erreicht, bei denen ein gesondertes absorbierendes Medium vorgesehen wird. Die angewendeten Techniken entsprechen dabei denen der dopplerfreien Laserspektroskopie: Nachweis von Sättigungssignalen bei Verwendung von Absorptionszellen innerhalb bzw. außerhalb des Laserresonators oder Fluoreszenznachweis an Atom- bzw. Molekularstrahlen. Bekannte Anordnungen arbeiten mit He-Ne- oder Ar^+ -Lasern in Verbindung mit Ne, J_2 , CH_4 als Absorber /18 bis 34/. Der CH_4 -stabilisierte He-Ne-Laser ($3.39 \mu\text{m}$) wurde 1983 vom "Comité Consultatif pour la Définition du Mètre" (CCDM) als Wellenlängenstandard eingeführt /36,37/. Die Stabilisierung eines He-Ne-Lasers mit Hilfe von Joddampf in einer resonatorinternen Zelle wurde erstmalig von G.R. Hanes und C.E. Dahlstrom vorgeschlagen /35/. Es zeigte sich, daß mit dieser inzwischen bewährten Methode Frequenzstabilitäten von etwa 2×10^{-12} und Reproduzierbarkeiten von etwa 3×10^{-11} erzielt werden können /21,22,24/.

Der Laserstabilisierung mit Hilfe einer resonatorinternen J_2 -Resonanzzelle liegt folgendes Prinzip zugrunde: Die Lamb-dips im Absorptionsspektrum führen zu einer erhöhten Transmission des Mediums innerhalb der homogenen Linienbreiten, wodurch lokale Maxima auf der Leistungskurve des Lasers entstehen. Diese sogenannten invertierten Lamb-dips werden mit Hilfe der Technik der "3. Harmonischen" /19,20/ detektiert. Hierzu wird die Laserfrequenz periodisch moduliert und mit Hilfe eines Synchrodemodulators die Fourierkomponente der 3. Harmonischen dieser Modulation in der Laserintensität nachgewiesen (Abb. 2.3). Auf diese Weise werden zwei Forderungen erfüllt:

- a) Verbesserung des Linienkontrasts durch die Unterdrückung der Laser-Leistungskurve. Das Referenzsignal für die Laserstabilisierung wird damit unabhängig von Einflüssen der Laserleistung.
- b) Umwandlung der invertierten Lamb-dips in Signale mit monotonem Nulldurchgang für die Linienmitte zur Erzeugung eines geeigneten Regelsignals.

Werden die invertierten Lamb-dips als Lorentzfunktionen beschrieben, können analytische Ausdrücke für den Fourierkoeffizienten A_3 angegeben werden /38/. In Abb. 2.4 ist der Verlauf des Referenzsignals für verschiedene Modulationsamplituden m dargestellt, wobei m und die Abzissenwerte auf die Linienbreite des Lorentzsignals normiert sind. Es wird deutlich, daß die Modulation zu einer Modulationsverbreiterung des Signals führt.

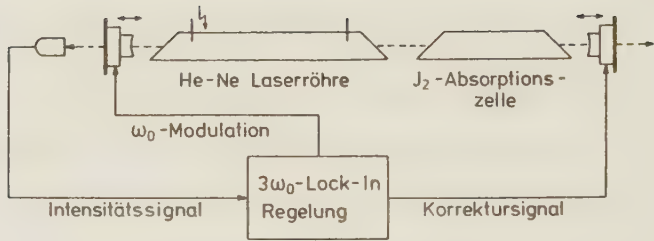


Abb. 2.3: He-Ne-Laserstabilisierung mit resonator-interner J₂-Absorptionszelle

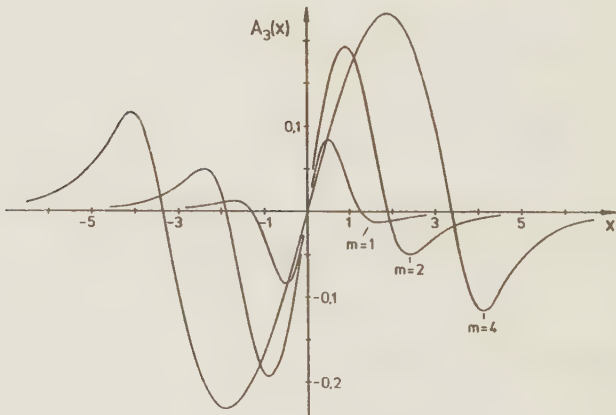


Abb. 2.4: Fourierkomponente $A_3(x)$ in der Umgebung eines Lorentzsignals

Die Absorptionslinien des Jodmoleküls im Emissionsbereich eines He-Ne-Lasers bei 633 nm gehören zum elektronischen Übergang $B\ ^3\Pi_{ou}^+ - X\ ^1\Sigma_{og}^+$ vom Grundzustand des Moleküls. Das künstliche, schwach radioaktive Isotop ^{129}J (β -Strahler, Halbwertszeit 10^7 Jahre) zeigt im Vergleich zum natürlichen ^{127}J eine stärkere Absorption, sowie wegen des höheren Kernspins eine größere Vielfalt an Hyperfeinstrukturlinien. Die Resonanzen im Bereich des $3s_2 \rightarrow 2p_4$ Laserübergangs der Isotope ^{20}Ne und ^{22}Ne wurden von J.D. Knox und Yoh-Han Pao /18/ bzw. Schweitzer et al. /21/ angegeben. Bei der Verwendung von ^3He , ^{22}Ne als Lasermedium werden die in Abb. 2.5 schematisch dargestellten Resonanzen abgedeckt. Im Gegensatz zu den Isotopenkombinationen $^{20}\text{Ne}/^{127}\text{J}_2$ und $^{20}\text{Ne}/^{129}\text{J}_2$ wird hier eine übersichtliche und gut getrennte Liniengruppe A,B,C,D beobachtet, die für den aufgebauten Referenzlaser zur Stabilisierung herangezogen wird. Die Übergangsfrequenzen der vier Komponenten A,B,C,D können aus einer Frequenzmeßkette mit J_2 -stabilisierten Lasern ermittelt werden. Nach entsprechenden CCDM-Empfehlungen /37/ können folgende Werte abgeleitet werden:

$^{129}\text{J}_2$, Komponente A:	473 613 183.28(.5) MHz
B:	473 613 203.09(.5) MHz
C:	473 613 220.92(.5) MHz
D:	473 613 305.67(.5) MHz

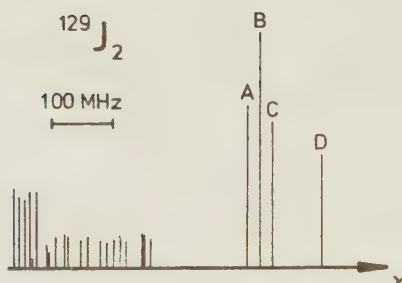


Abb. 2.5: Schematisiertes $^{129}\text{J}_2$ -Sättigungsspektrum im Bereich des Übergangs $3s_2 \rightarrow 2p_4$ von ^{22}Ne

2.2.1 Konzeption des He-Ne-Lasersystems

Der Referenz- und der Offsetlaser wurden nebeneinander in einem gemeinsamen Resonatorgestell angeordnet (Abb. 2.6). Zur Unterdrückung von temperaturbedingten Längenänderungen des Resonators, die zu einer entsprechenden Frequenzdrift

$$\Delta\nu = - \frac{c}{\lambda} \frac{\Delta l}{l} \quad (2.1)$$

der Laserfrequenz führen, wurden als Abstandshalter vier Stäbe aus Zerodur-Glaskeramik (Schott) verwendet. Die Resonatorenendplatten, die Spiegelhalterplatten sowie die zugehörigen Justierschrauben sind aus massivem Invarstahl (Pernifer 36) gefertigt. Die Laserröhren und die Resonanzzelle werden durch Justierhalterungen aufgenommen, die

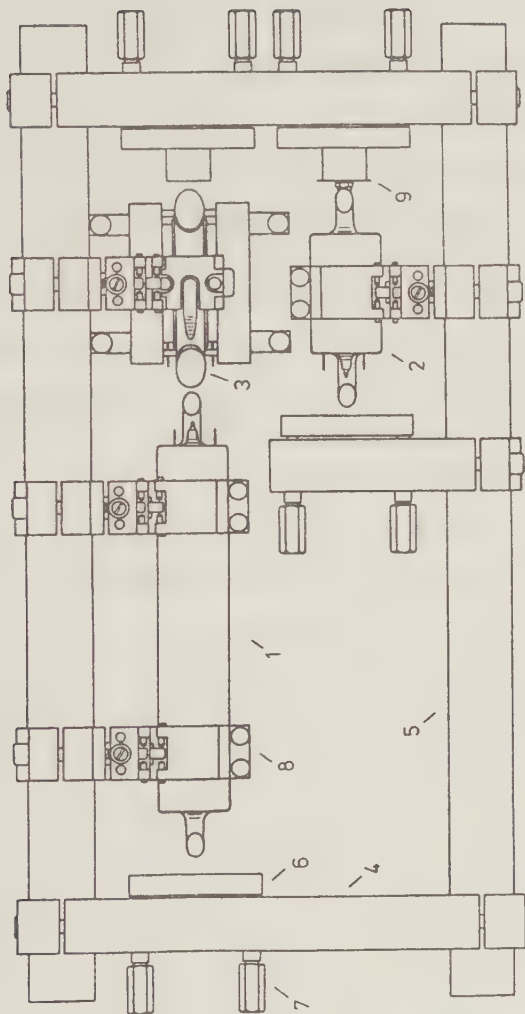


Abb. 2.6: Resonatoranordnung für das He-Ne-Lasersystem

- | | |
|-------------------------|---------------------|
| 1: Laserröhre CE-202-1 | 6: Spiegelhalter |
| 2: Laserröhre CE-10.5-1 | 7: Justierschraube |
| 3: Absorptionszelle | 8: Justierhalterung |
| 4: Invar-Endplatte | 9: Modenblende |
| 5: Zerodur-Abstandsstab | |

ebenfalls durch die Abstandsstäbe getragen werden.

Die wichtigsten Daten zur Dimensionierung der He-Ne-Laser, sowie Angaben über Ausgangsleistungen und Modenabstände sind in Tab. 2.1 zusammengestellt.

Um einen möglichst großen Durchstimmbereich des Offsetlasers zu realisieren, wurde Einmodenbetrieb für den gesamten Bereich der He-Ne-Leistungskurve gefordert. Der Frequenzabstand der achsialen TEM_{00} -Grundmode $\Delta\nu = c/2l$ sollte daher die Leistungsbandbreite des Lasers nicht wesentlich unterschreiten. Dies wurde durch die Wahl einer Plasmaröhre mit einer niedrigen Baulänge von 100 mm möglich. Zur Unterdrückung von Transversalmoden wurde eine Modenblende ($d = 0.9$ mm) vorgesehen.

Für den J_2 -stabilisierten Laser ergibt sich auf Grund des dopplerverbreiterten J_2 -Absorptionsprofils eine asymmetrische Einengung des He-Ne-Leistungsprofils, so daß der Einmodenbetrieb bei größeren Resonatorlängen möglich ist. Die verwendete Laserröhre (Tab. 2.2) ist eine modifizierte Version des Modells CE-262-2 und wurde als Sonderanfertigung erhalten. Mit der in Tab. 2.1 angegebenen Resonatorlänge wird die Stabilisierung des Lasers auf die D-Komponente des $^{129}J_2$ möglich. Für den Offsetlaser ergibt sich damit ein Durchstimmbereich von max. 820 MHz zur niederfrequenten Seite der D-Linie. Die Schwebungsfrequenz der He-Ne-Laser liefert dabei eine invertierte Frequenzskala, d.h. die Offsetlaserfrequenz (und damit die Frequenz des Dye-Ringlasers) ändert sich während des Durchstimmvorgangs gegen-

	Referenzlaser	Offsetlaser
Resonatorlänge	305 mm	110 mm
Modenabstand	0.49 GHz	1.4 GHz
Laserrohr	CE-202-1	CE-10.5-1
Laserspiegel 1	$r=\infty$, $T=0.9\%$	$r=\infty$, $T<0.08\%$
Laserspiegel 2	$r=60\text{cm}$, $T=1.8\%$	$r=300\text{mm}$, $T=1.0\%$
PZT 1	Sonox P8 Rosenthal	-
PZT 2	PZT-5 H Vernitron	PZT-5 H Vernitron
Leistung (max)	1.3 + 0.7 mW ohne Res.zelle	0.5 mW Multimode
Betriebsleistung	0.2 + 0.42 mW $p(J_2)=170\mu\text{bar}$	0.2 mW

Tab. 2.1: Konzeption der He-Ne-Laser

Typ	CE-202-1 Jodon	CE-10.5-1 Jodon
Baulänge	200 mm *	100 mm
Fenster	2x Brewster	2x Brewster
Kappilare	1 mm *	1 mm
Füllung	^3He , ^{22}Ne *	^3He , ^{22}Ne *
Kathode	6.3 V, 2 A	6.3 V, 1 A
Entl.strom	< 5 mA	< 5 mA
Brennspannung	k. Spez.	0.8 kV
Zündspannung	k. Spez.	> 4.5 kV
Leistung	1.2 mW	0.5 mW

Tab. 2.2: Daten der Laserröhren
* nach Sonderanfertigung

sinnig zur Interferenzfrequenz. Die Durchstimmung des Offsetlasers zur hochfrequenten Seite der Komponenten A,B,C,D bleibt wegen der asymmetrischen Lage der Liniengruppe in Bezug auf die He-Ne-Laserleistungskurve auf ca. 470 MHz beschränkt (Stabilisierung auf B-Komponente des $^{129}\text{J}_2$).

Die Laserröhren werden an stromstabilisierten Wandlermodulen (Siemens, LGN 7457) betrieben, die unterhalb der Laserröhren angeordnet sind. Zur Unterdrückung der Restwelligkeit der Versorgungsspannung dient eine dreistufige LC-Siebketten (s. Anhang).

Der Referenzlaser wurde mit zwei Auskoppelspiegeln ausgestattet. Die beiden austretenden Strahlen werden zur Schwebungsfrequenzmessung bzw. zur Erzeugung des A_3 -Referenzsignals herangezogen. Die Frequenzkorrektur und -modulation erfolgt mit zwei getrennten piezoelektrischen Spiegelantrieben, wodurch konstante Modulationsbedingungen sichergestellt werden. Durch die Wahl einer 10 kHz-Modulationsfrequenz werden kleine Regelzeitkonstanten erzielt, wodurch kurzfristige Frequenzstörungen wirksam unterdrückt werden können. Für einen Modulationsindex $m = 1.64$ ergibt sich eine maximale Nullpunktsteigung des A_3 -Profils [38] und damit ein maximaler Störabstand für das Referenzsignal. Für die gewählten Betriebsparameter beträgt die optimale Modulationsamplitude ca. 3.4 MHz.

Die Resonanzzelle besteht aus einem Quarzrohr ($d = 12 \text{ mm}$) mit angesinterten Brewsterfenstern aus Quarzglas (Oberflächengüte $\lambda/20$) und seitlich angesetztem Kühlfinger.

Die Absorptionslänge der Zelle beträgt 68 mm. Zur Vermeidung von Druckverschiebungen (ca. 0.7 MHz/mbar, /39/) wird die Temperatur des Kühlfingers mit Hilfe einer Peltierkühlvorrichtung auf 15 C ($p = 0.17$ mbar) stabilisiert. Dadurch werden gleichzeitig die resonatorinternen Verluste, sowie die Druckverbreiterung der Signale reduziert.

Das Blockschema Abb. 2.7 verdeutlicht die Funktionen des Referenzlaser-Kontrollgeräts. Zur Verbesserung des Störabstands für die 3. Harmonische durchläuft das Intensitätssignal einen Eingangsverstärker mit Hochpaßcharakteristik, einen Bandpaß (30 kHz), sowie zwei Notchfilter (10 kHz, 20 kHz). Am Ausgang des PZT-Treiberverstärkers wird das Regelsignal zur Frequenzkorrektur des Lasers abgegriffen. Mit einem 600 V-Regelungsbereich ergibt sich für die Laserfrequenz ein maximaler Korrekturbereich von ca. 3.3 GHz. Zur Überwachung des Lasers ist ein zusätzlicher Monitor kanal mit Limitdetektor vorgesehen.

Die Steuerung des Offsetlasers ist im Blockdiagramm Abb. 2.8 dargestellt. Zur Erzeugung des Interferenzsignals werden die Laserstrahlen von Referenz- und Offsetlaser kollinear auf eine Avalanche-Photodiode (TIXL 59) fokussiert. Nach einer 26 db-Spannungsverstärkung wird das UHF-Signal einem Frequenzteiler (1/256) zugeführt und dient als Eingangssignal für einen Phasendetektor. Das Referenzsignal wird durch einen computergesteuerten Synthesizer erzeugt. Als Referenz dient ein 5 MHz-Quarzoszillatormodul mit einer Stabilität von $< 10^{-6}$. Nacherfolgter Frequenzteilung (1/3200) entsteht

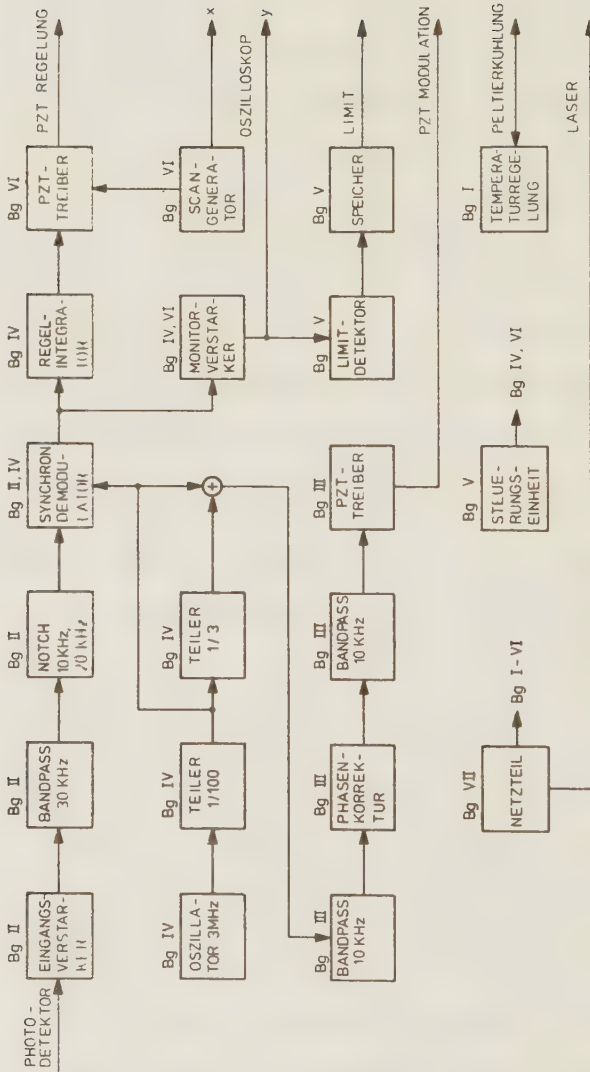


Abb. 2.7: Blockdiagramm der Regelungselektronik für den J_2 -stabilisierten

Laser

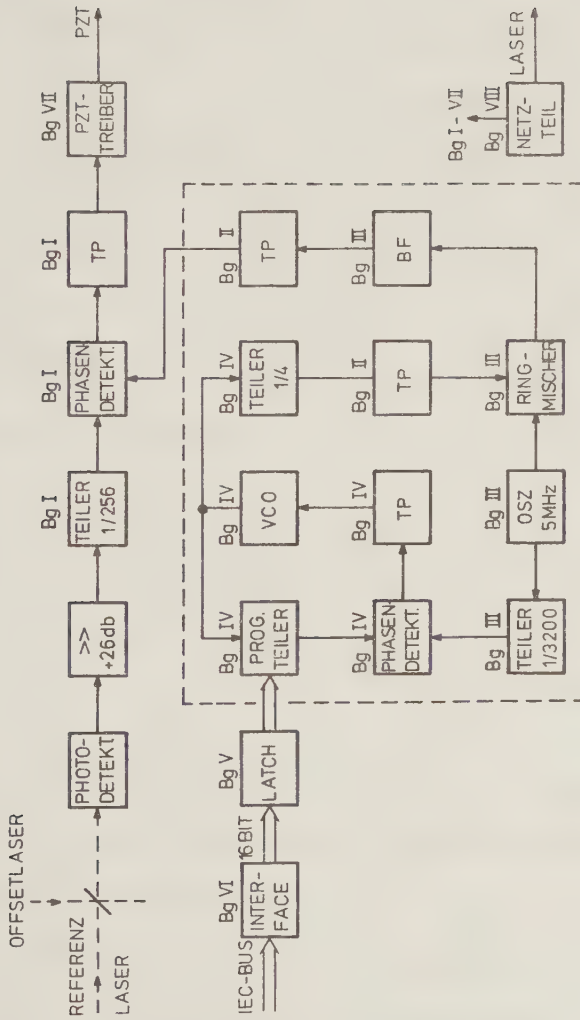


Abb. 2.8: Blockdiagramm der Regelungselektronik für den Offsetlaser

ein 1.5625 kHz-Signal, welches den Rasterabstand für den Synthesizer-VCO festlegt. Durch den computergesteuerten Frequenzteiler in der Synthesizer-Schleife können Teilungsverhältnisse im Bereich $1/12994$ bis $1/21954$ gesetzt werden. Auf Grund des nach unten beschränkten Durchstimmbereichs des VCO's ist eine zusätzliche subtraktive Mischung mit der 5 MHz-Referenz erforderlich. Zur Vermeidung eines Phasenjitters werden störende Mischprodukte mit einer Bandsperre und einem Tschebycheff-Tiefpaßfilter 11. Ordnung unterdrückt. Mit der beschriebenen Anordnung ist eine Verarbeitung von IF-Frequenzen im Bereich 19.4 MHz bis 915.4 MHz möglich. Die kleinste Rasterschrittweite für die Offsetlaserfrequenz beträgt hierbei 100 kHz. Durch den Einsatz eines Phasenvergleichs ist die Einstellgenauigkeit der Offsetlaserfrequenz, bezogen auf die J_2 -Referenz, allein durch die Stabilität der Quarzreferenz beschränkt. Die auftretenden IF-Abweichungen sind damit < 1 kHz.

2.3 Wellenlängenkopplung

Um eine frequenzmäßige Ankopplung des Dye-Ringlasers an den Offsetlaser zu erreichen, werden beide Laserstrahlen durch ein evakuiertes konfokales Fabry-Perot-Interferometer (FPI) geführt (Abb. 2.1). Mit Hilfe eines ersten Lock-In-Regelkreises wird das FPI im Maximum einer passenden Transmissionsmode an die Offsetlaserfrequenz angebunden. Ein zweiter Regelkreis stabilisiert die Ringlaserfrequenz an einer entsprechenden Mode im blauen Spektralbereich, die Regelspan-

nung steuert hierbei die Interferometer der kommerziellen Frequenzstabilisierung des Ringlasers (Spectra Physics, Mod.388). Die wegen der Lock-In-Technik erforderliche Modulation erfolgt als kleine periodische Längenänderung (1 kHz) des FPI's.

Das FPI besitzt Spiegel mit Breitbandbedampfung (400 bis 650 nm) und einen Invar-Abstandshalter. Der freie Spektralbereich wurde durch Eichung am bekannten Frequenzabstand (9192.631 MHz) der Hyperfeinkomponenten $F=4 \rightarrow F'=5$ und $F=3 \rightarrow F'=4$ des Cs-Übergangs $6\ ^2S_{1/2} \rightarrow 7\ ^2P_{3/2}$ bei 455.5 nm ermittelt:

$$\text{FSR} = 758.655(50) \text{ MHz}$$

Eine Offsetlaser-Frequenzänderung $\Delta\nu_{\text{off}}$ führt mit der beschriebenen Wellenlängenkopplung zu einer Verstimmung der Ringlaserfrequenz

$$\Delta\nu_{\text{Dye}} = \frac{\lambda_{\text{off}}}{\lambda_{\text{Dye}}} \Delta\nu_{\text{off}} \quad (2.2)$$

Der maximale Durchstimmbereich des Offsetlasers von 800 MHz führt damit zu einem entsprechenden Scanbereich der Ringlaserfrequenz von 1.2 GHz bei 410 nm. Eine nur durch den Wellenlängenbereich des Ringlasers begrenzte Erweiterung der Durchstimmung erfolgt durch die Stabilisierung der Ringlaserfrequenz an unterschiedlichen, jeweils benachbarten Transmissionsmoden des FPI's.

Die Frequenzsteuerung sowie die zentrale Meßwerterfassung und -verarbeitung erfolgt mit einem Rechner HP 21MX mit integriertem Winchester-Plattenlaufwerk. Die Rücksetzung und Neustabilisierung der Laserfrequenz im Falle einer Störung wurde weitgehend automatisiert.

3. Rydbergatome

Als vorteilhaft für die theoretische Behandlung der Rydbergatome erweist sich der geringe räumliche Überlapp der Wellenfunktionen des angeregten Elektrons mit dem Atomcore: Das Rydbergelektron bewegt sich in weiten Bereichen außerhalb des Cores in einem Coulombpotential, wodurch sich, wenn zunächst Wechselwirkungen mit Drehimpuls und Spin des Cores sowie Konfigurationsstörungen vernachlässigt werden, in erster Näherung ein Wasserstoff-ähnliches Problem ergibt. Die Termfolgen in Abhängigkeit von der Hauptquantenzahl n wurden in der Pionierarbeit Rydbergs /52/ als Erweiterung der Balmerformel angegeben:

$$E = E_{\text{ION}} - \frac{R}{(n-\delta)^2} \quad , \quad \begin{array}{ll} R & : \text{Rydbergkonstante} \quad (3.1a,b) \\ E_{\text{ION}} & : \text{Ionisationsenergie} \\ \text{mit } n-\delta = n^* & n^* : \text{effektive Quantenzahl} \end{array}$$

Der Quantendefekt δ berücksichtigt hier, zunächst als phänomenologischer Parameter, den Einfluß des Atomcores auf die Termlagen. Für die Rydbergkonstante ist eine isotonenabhängige Massenkorrektur vorzunehmen:

$$R = \frac{R_\infty}{1+m_e/m_K} \quad \begin{array}{ll} m_e & : \text{Elektronenmasse,} \\ m_K & : \text{Kernmasse,} \\ R_\infty & = 10\,973\,731.43(10) \, 1/\text{m} \end{array} \quad (3.1c)$$

Das Maß der Annäherung des äußeren Elektrons an den Core,

bzw. dessen Eintauchen, ist wesentlich durch seinen Bahndrehimpuls l bestimmt. Eine halbklassische Beschreibung /53/ liefert für den inneren Umkehrpunkt $r_{\min}$ und den äußeren Umkehrpunkt $r_{\max}$ der elliptischen Bahn des Rydberg-elektrons mit $n \gg l(l+1)$ die Werte $r_{\min} = l(l+1)a_0/2$ und $r_{\max} = 2n^2 a_0$. Mit dem Wert für $r_{\min}$ wird deutlich, daß sich mit wachsendem Bahndrehimpuls die Corewechselwirkung und damit die Größe des Quantendefekts verringert.

Für Rydbergelektronen mit einem Mindestbahndrehimpuls kann der Überlapp mit der Corewellenfunktion vernachlässigt werden, und der Quantendefekt läßt sich allein durch die Dipol- und Quadrupol-Corepolarisierbarkeiten ausdrücken. Er verringert sich bei einer weiteren Erhöhung des Bahndrehimpulses ($\sim 1/l^5$), was, falls keine zusätzlichen Störungen vorliegen, zu einer Energieentartung aller höheren Bahndrehimpulszustände führen kann.

Die vorhandene Abhängigkeit des Quantendefekts von der Bindungsenergie des Valenzelektrons $T_n = E_{\text{ION}} - E_n$ kann als Potenzreihe dargestellt werden:

$$\delta_n = \sum_{i=0} q_i T_n^i + \sum_j \frac{P_j}{T_n - T_j} \quad (3.2)$$

Lokale Konfigurationsstörungen durch Terme der Energie T_j lassen sich zusätzlich durch die zweite Summe in Gl. 3.2 berücksichtigen, die von Langer /65/ eingeführt wurde und aus einer Störungsrechnung zweiter Ordnung abgeleitet werden kann /66/. Eine genauere und umfassendere Beschreibung der Konfigurationswechselwirkungen zwischen verschiedenen

Rydbergserien, die jeweils zu unterschiedlichen Zuständen des Atomcores gehören, liefert die von Seaton /1,2/ eingeführte Mehrkanal-Quantendefekttheorie (MQDT).

Für hoch angeregte Rydbergzustände ist der Quantendefekt weitgehend unabhängig von der Hauptquantenzahl und nähert sich mit wachsendem n ($T_n \rightarrow 0$) asymptotisch dem Grenzwert q_0 .

Die Quantendefekttheorie (QDM) liefert die physikalische Interpretation des Quantendefekts bei Berücksichtigung des speziellen Zentralfelds im Corebereich /54,55,56/. Dabei wird von folgendem Ansatz ausgegangen: Außerhalb eines Radius r_c , der als Corebegrenzung angesehen wird ($r > r_c$), kann die Radialwellenfunktion $R_{nl}(r)$ des Valenzelektrons als Lösung für ein ungestörtes Coulombpotential angegeben werden (Coulomb-Approximation). Neben der üblichen Randbedingung $R_{nl}(r) = 0$ mit $r \rightarrow \infty$ ist für den Coreradius r_c ein Wert $R_{nl}(r_c)$ vorzugeben, der von der Wellenfunktion innerhalb des Cores ($r < r_c$) abhängt. Diese Randbedingung ergibt sich aus der Notwendigkeit einer stetigen Anpassung bei r_c . Die so erhaltene Teilwellenfunktion ist häufig ausreichend, um das Verhalten des äußeren Valenzelektrons zu beschreiben, da sie in einem weiten Raumbereich gültig ist und vom Betrag den wesentlichen Anteil liefert. Der Unterschied zum Wasserstoffproblem liegt damit in der speziellen Wahl von $R_{nl}(r_c)$, die bestimmend für den Wert des Quantendefekts ist. Die Berechnung des Quantendefekts erfordert das Auffinden der Wellenfunktion innerhalb des Cores und stellt damit ein Viel-

teilchenproblem dar. Eine andere, semiempirische Möglichkeit besteht darin, den Quantendefekt aus spektroskopischen Daten zu entnehmen, z.B. durch Messung absoluter Term-lagen.

Die allgemeine Lösung der radialen Schrödingergleichung für den Bereich $r > r_c$ in Coulomb-Approximation kann der Arbeit von D.R. Bates und A. Damgaard /57/ entnommen werden:

(3.3a-c)

$$R_{n1} = \{1/[n^{*2} \Gamma(n^{*}+1) \Gamma(n^{*}-1)/C]^{1/2}\} \{\exp(-rC/n^{*})\} (2rC/n^{*})^{n^{*}} \cdot$$

$$\cdot \{1 + \sum_{t=1}^{\infty} a_t / r^t\} ,$$

$$a_1 = \frac{n^{*}}{2C} [1(1+1) - n^{*}(n^{*}-1)] ,$$

$$a_t = a_{t-1} \left\{ \frac{n^{*}}{2tC} [1(1+1) - (n^{*}-t)(n^{*}-t+1)] \right\} ,$$

C : Coreladung

Zur Berechnung spektroskopischer Größen werden vielfach Näherungsverfahren angewendet /58-62/. In der Mehrkanal-QDM (MQDT) beschreibt Fano die Radialwellenfunktionen als Linearkombination zweier Basisfunktionen, für die er asymptotische Lösungen mit $r \rightarrow \infty$ angibt /58/. Die quasiklassische WKB-Methode /63/ liefert Näherungslösungen für einen mittleren Radienbereich. Hier erscheint der Quantendefekt als Phasenverschiebung $\pi\delta$ im Ausdruck für die Radialwellenfunktion. Da sich die Spin-Bahn-Kopplungskonstante proportional zu $\langle 1/r^3 \rangle$ verhält, verringert sich die Spin-Bahnaufspaltung für ein

Rydbergelektron näherungsweise $\sim 1/n^3$.*) Die gleiche Abhängigkeit gilt für Systeme mit mehreren Valenzelektronen ebenso für die Austauschenergie /53,64/. Ein übliches Verfahren zur genaueren Beschreibung der n-Abhängigkeit von Feinstrukturen besteht darin, diese als Potenzreihenentwicklung darzustellen. Eine entsprechende störungstheoretische Herleitung für quasi-Wasserstoffsysteme wurde von T.N. Chang publiziert /67/.

Zum Verständnis der n-Abhängigkeit der Hyperfeinstruktur (HFS) in Rydbergzuständen müssen die einzelnen Beiträge im Hamiltonoperator betrachtet werden (s. Kap. 5). Hierbei zeigt sich, daß sämtlichen Dipolbeiträgen, sowie dem Quadrupolbeitrag, wie im Falle der Spin-Bahnwechselwirkung, eine $1/n^3$ -Abhängigkeit zugrunde liegt. Die HFS-Beiträge liegen damit für hoch angeregte Rydbergelektronen i.a. weit unterhalb der experimentellen Frequenzauflösung.

Erschwerend bei der Spektroskopie von Rydbergzuständen mit einer Anregung aus dem Grundzustand oder anderen niederenergetischen Niveaus wirken sich die $\sim 1/n^3$ abnehmenden Übergangswahrscheinlichkeiten aus. Die Lebensdauern besitzen näherungsweise eine n^3 -Abhängigkeit, wodurch prinzipiell extrem hochauflösende Untersuchungen möglich werden. Einschränkungen ergeben sich hier u.a. durch äußere Strahlungsfelder. Insbesondere durch die hohen Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen benachbarten Rydbergzuständen, die $\sim n^4$

*) Der Zusammenhang $\langle 1/r^3 \rangle \sim 1/n^3$ gilt streng nur für den Erwartungswert der Wasserstoffwellenfunktion (z.B. /53/). Eine allgemeine Lösung unter Verwendung der Coulomb-Approximation liefern G.K. Oertel u. L.P. Shomo /108/.

zunehmen /111/, kann die erwartete Lebensdauer bereits durch die thermische Strahlung der Umgebung begrenzt werden /112/. Die Reproduzierbarkeit spektroskopischer Daten von Rydberg-zuständen kann wesentlich durch die Anwesenheit schwacher, insbesondere elektrostatischer Felder beeinträchtigt werden. Die beobachtete Energieverschiebung eines Zustands $|\gamma J\rangle$ ist proportional zu den Dipol- und Quadrupolpolarisierbarkeiten $\alpha_1(\gamma J)$ und $\alpha_2(\gamma J)$, die mit der Störungsrechnung 2. Ordnung aus den (reduzierten) Dipolmatrixelementen erhalten werden /68,48/:

$$\alpha_{1,2}(\gamma J) = \sum_{\gamma' J'} a_{1,2}(J, J') \frac{|\langle \gamma J || D || \gamma' J' \rangle|^2}{E(\gamma J) - E(\gamma' J')} \quad (3.4)$$

Den wesentlichen Beitrag liefern i.a. benachbarte Zustände, für die der Energienenner eine Abhängigkeit $\sim 1/n^3$ und das Dipolmatrixelement ein Verhalten $\sim n^2$ besitzt. Die Polarisierbarkeiten erhöhen sich daher mit wachsender Hauptquantenzahl $\sim n^7$.

4. msnl-Konfiguration in mittlerer Kopplung

Im Falle der Erdalkalien bzw. erdalkaliähnlicher Systeme wird bei Anregung eines einzelnen Valenzelektrons eine msnl-Konfiguration betrachtet. In reiner LS-Kopplung (Russell-Saunders-Kopplung) ergibt sich für die Feinstruktur ein Triplett-System $^3L_{1+1}$, 3L_1 , $^3L_{1-1}$ mit dem Gesamtspin $S=1$ und antisymmetrischer Ortsfunktion und ein Singulett-Zustand 1L_1 mit $S=0$ und symmetrischer Ortsfunktion.

Da die Spin-Bahn-Wechselwirkungsenergie und die Austauschenergie die gleiche $1/n^3$ -Abhängigkeit besitzen, ist für hoch angeregte Rydbergzustände weder reine LS-Kopplung noch reine jj-Kopplung als Kopplungstyp grundsätzlich bevorzugt. Weil die Hyperfeinstruktur entscheidend durch die Kopplung beeinflusst wird, sind diese Kopplungsnäherungen i.a. zur Beschreibung der Hyperfeinstruktur unzureichend. Im folgenden wird daher eine mittlere Kopplung gewählt, wobei die Termbezeichnungen des LS-Schemas beibehalten werden. Die Wellenfunktionen in mittlerer Kopplung können entweder als Linearkombination der reinen LS-Basisfunktionen $|^{2S+1}L_J>^0$ oder entsprechender jj-Basisfunktionen $|(j_1, j_2)_J>^0$ angegeben werden.

Allein die Triplett-Zustände mit maximalem und minimalem Gesamtdrehimpuls $J = 1+1$ und $J = 1-1$ sind unabhängig vom Kopplungstyp /69/:

$$\begin{aligned} |^3L_{1+1}> &= |^3L_{1+1}>^0 = |(1/2, 1+1/2)_{1+1}>^0 \\ |^3L_{1-1}> &= |^3L_{1-1}>^0 = |(1/2, 1-1/2)_{1-1}>^0 \end{aligned} \quad (4.1a,b)$$

Für die beiden Zustände mit $J=1$ gelten die Darstellungen
/70/:

$$|{}^3L_1\rangle = \alpha |{}^3L_1\rangle^0 + \beta |{}^1L_1\rangle^0 \quad (4.2a,b)$$

$$= c_1 | (1/2, 1+1/2)_1 \rangle^0 + c_2 | (1/2, 1-1/2)_1 \rangle^0$$

$$|{}^1L_1\rangle = \alpha |{}^1L_1\rangle^0 - \beta |{}^3L_1\rangle^0$$

$$= c_2 | (1/2, 1+1/2)_1 \rangle^0 - c_1 | (1/2, 1-1/2)_1 \rangle^0$$

mit den Normierungsbedingungen

$$c_1^2 + c_2^2 = 1, \quad \alpha^2 + \beta^2 = 1. \quad (4.2c,d)$$

Für die Entwicklungskoeffizienten gelten folgende Zusammenhänge:

$$\alpha = c_1 \left(\frac{1}{2l+1} \right)^{1/2} + c_2 \left(\frac{l+1}{2l+1} \right)^{1/2}, \quad (4.3a-d)$$

$$\beta = c_1 \left(\frac{l+1}{2l+1} \right)^{1/2} - c_2 \left(\frac{1}{2l+1} \right)^{1/2},$$

$$c_1 = \alpha \left(\frac{1}{2l+1} \right)^{1/2} + \beta \left(\frac{l+1}{2l+1} \right)^{1/2},$$

$$c_2 = \alpha \left(\frac{l+1}{2l+1} \right)^{1/2} - \beta \left(\frac{1}{2l+1} \right)^{1/2}.$$

Für den Fall reiner LS-Kopplung gilt $\alpha = 1$ und $\beta = 0$. Eine Beimischung der Singulett-Wellenfunktion $\beta |{}^1L_1\rangle^0$ in die

Triplet-Wellenfunktion führt zur Aufhebung des Interkombinationsverbots $\Delta S \neq 0$, wodurch Übergänge aus einem 1S_0 -Grundzustand in den 3L_1 -Zustand möglich werden.

Durch die Quadrate der Mischungskoeffizienten α^2 , β^2 werden die 1L_1 bzw. 3L_1 -Signalintensitäten bestimmt. Ein proportionaler Zusammenhang zwischen diesen Größen besteht unter folgenden Voraussetzungen:

- a) keine Konfigurationsstörungen
- b) keine wesentlichen Änderungen in den Besetzungszahldifferenzen der beteiligten Zustände
- c) linearer Detektionsprozeß

Wird zusätzlich vorausgesetzt, daß der Detektionsprozeß für Singulett- und Triplet-Zustände quantitativ gleich verläuft, ist das Singulett-Triplett-Intensitätsverhältnis gleich dem Verhältnis der Quadrate der Mischungskoeffizienten:

$$\frac{I(^1L_1)}{I(^3L_1)} = \frac{\alpha^2}{\beta^2} \quad (4.4a)$$

Mit der Normierungsbedingung Gl. 4d folgt:

$$\alpha^2 = \frac{I(^1L_1)}{I(^1L_1) + I(^3L_1)}, \quad \beta^2 = \frac{I(^3L_1)}{I(^1L_1) + I(^3L_1)} \quad (4.4b,c)$$

Die Mischungskoeffizienten können damit aus den entsprechenden Signalintensitäten der Isotope mit Kernspin $I = 0$ bestimmt werden. Zur Festlegung des Vorzeichens sind dabei zusätzliche Informationen aus Hyperfeinstrukturdaten erforderlich.

5. Hyperfeinstruktur für msnl-Rydbergzustand

Die Wechselwirkung der magnetischen und elektrischen Kernmomente mit den einzelnen Feldbeiträgen der Hüllenelektronen läßt sich als Produkt zweier Tensoroperatoren darstellen:

$$W = \sum_k W^{(k)} = \sum_i \sum_k T_e^{(k)}(i) T_n^{(k)} \quad (5.1)$$

$T_n^{(k)}$ beschreibt das beitragende Kernmoment und $T_e^{(k)}(i)$ die Feldverteilung des i-ten Valenzelektrons am Kernort, wobei der Rang k der Operatoren die zugehörige Multipolordnung definiert (k=1: magn. Dipol-WW, k=2: elektr. Quadrupol-WW, usw.).

Die Wechselwirkung des magnetischen Kerndipolmoments

$$\vec{\mu}_N = g_K \mu_K \vec{I} , \quad g_K : \text{Kern-g-Faktor} \quad (5.2)$$

$\mu_K : \text{Kernmagneton}$

mit dem Hüllfeld $\langle H(O) \rangle$ am Kernort führt zur Kopplung von Kernspin $\vec{I}$ und Hüllendrehimpuls $\vec{J}$ zum Gesamtdrehimpuls des Atoms

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J} \quad (5.3a)$$

mit den Betragsquantenzahlen

$$F = I+J, I+J-1, \dots, |I-J|. \quad (5.3b)$$

Für den effektiven Operator der magnetischen Dipolwechselwirkung gilt mit der Notation von P.G.H. Sanders und J. Beck /71/:

$$W_{\text{eff}}^{(1)} = \sum_i 2\mu_O \mu_N^1 (l_i^1 F_{\text{orb}} - \sqrt{10} (sC^2)_i^1 F_{\text{sd}} + s_i^1 F_c) \langle 1/r^3 \rangle \quad (5.4)$$

Die Größen F beschreiben hier im wesentlichen relativistische Korrekturen für die einzelnen Dipoloperatoren. In dieser Darstellung wird ersichtlich, daß für alle drei Beiträge, dem Bahn-, dem Spin-Dipol-, sowie dem Kontakt-Term, die gleiche $\langle 1/r \rangle^3$ -Abhängigkeit zugrunde liegt.

Der Quadrupolbeitrag zur Hyperfeinstruktur ergibt sich aus der Wechselwirkung des elektrischen Kernquadrupolmoments Q mit dem elektrischen Feldgradienten am Kernort. Dieser besitzt, wie das Magnetfeld $\langle H(O) \rangle$ im Falle der Dipolwechselwirkung eine $\langle 1/r^3 \rangle$ -Abhängigkeit. Für den entsprechenden effektiven Operator (in nicht-relativistischer Näherung) gilt:

$$W_{\text{eff}}^{(2)} \sim \sum_i C^{(2)} Q^{(2)} \langle 1/r^3 \rangle_Q \quad (5.5)$$

Insgesamt wird damit deutlich, daß sich der Beitrag eines Rydbergelektrons zur Hyperfeinstruktur $\sim \langle 1/r^3 \rangle$, also mit wachsender Hauptquantenzahl $\sim 1/n^{*3}$ verringert. Für hoch angeregte Rydbergzustände liegen die entsprechenden Beiträge damit i.a. unterhalb der experimentellen Auflösung.

Ist die HFS-Wechselwirkungsenergie klein gegenüber den übrigen Beiträgen im Gesamt-Hamiltonoperator, lassen sich die Energieeigenwerte für die Zustände $|I, J, F, m\rangle$ in bekannter Weise aus einer Störungsrechnung 1. Ordnung bestimmen. Für die Zusatzenergien zum entsprechenden Feinstrukturterm gilt dann (z.B. /72/):

$$\Delta E = \frac{1}{2} A K + B \frac{\frac{3}{4} K(K+1) - I(I+1) J(J+1)}{2I(2I-1) J(2J-1)} \quad (5.6a,b)$$

mit $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$

und A,B : Dipol-, Quadrupolkopplungskonstante

Für die relativen Intensitäten gilt (Zweiphotonenübergang):

$$S(I, J, F / I, J', F') = \frac{(2F+1)(2F'+1)}{2I+1} \left\{ \begin{matrix} J & F & I \\ F' & J' & 2 \end{matrix} \right\}^2 \quad (5.7)$$

Die Dipolkopplungskonstanten A für die einzelnen Feinstrukturterme einer msnl-Konfiguration in mittlerer Kopplung können aus dem Beitrag des nicht-angeregten s-Elektrons a_s und den einzelnen Beiträgen a', a'', a''' des angeregten Elektrons berechnet werden /72/.

$$A(^3L_{1+1}) = \frac{1}{2(1+1)} a_s + \frac{21+1}{2(1+1)} a' \quad (5.8a-e)$$

$$A(^3L_{1-1}) = -\frac{1}{21} a_s + \frac{21+1}{21} a_{s''}$$

$$A(^3L_1) = \frac{1}{21(1+1)} \{ [(1+1) c_2^2 - 1 c_1^2] a_s + 1(21+3) c_1^2 a' + (21-1)(1+1) c_2^2 a'' + 4 c_1 c_2 [1(1+1)]^{1/2} a''' \}$$

$$A(^1L_1) = \frac{1}{21(1+1)} \{ [(1+1) c_1^2 - 1 c_2^2] a_s + 1(21+3) c_2^2 a' + (21-1)(1+1) c_1^2 a'' - 4 c_1 c_2 [1(1+1)]^{1/2} a''' \}$$

$$\text{mit } a_s = \frac{16}{3} \mu_B \mu_K g_K |\psi_s(0)|^2$$

Die A-Faktoren der beiden Zustände mit $J = 1+1$ und $J = 1-1$ sind damit kopplungsunabhängig.

Wird der Anteil des Rydbergselektrons zur Hyperfeinstruktur vernachlässigt (d.h. $a', a'', a''' \rightarrow 0$), reduziert sich die gesamte Hyperfeinwechselwirkung auf den Beitrag des nicht angeregten s-Elektrons. Da dieses keinen Quadrupolbeitrag liefert, ist allein der Fermi-Kontaktbeitrag zu berücksichtigen und der HFS-Hamiltonoperator kann in der Form

$$W = a_s \vec{I} \cdot \vec{S} \quad (5.9)$$

beschrieben werden. Da der Kontaktbeitrag des inneren s-Elektrons weitgehend unabhängig von der Hauptquantenzahl des Rydbergselektrons ist, die Feinstruktur-Wechselwirkung jedoch eine $1/n^3$ -Abhängigkeit aufweist, werden mit wachsender Hauptquantenzahl die HFS- und FS-Wechselwirkungsbeiträge energetisch vergleichbar. Bei einer weiteren Erhöhung der Hauptquantenzahl dominiert schließlich die Hyperfeinwechselwirkung.

Das störungstheoretische Ergebnis nach Gl. 5.6 verliert damit seine Gültigkeit.

Die Matrixelemente des Hyperfeinoperators nach Gl. 5.1 für eine msl-Konfiguration können zunächst in einer reduzierten Darstellung im jj-Kopplungsschema angegeben werden /70/:

$$\langle \gamma I J F m | W | \gamma I J' F m \rangle =$$

$$\sum_k (-1)^{I+J+F} \begin{Bmatrix} F & J & I \\ k & I & J' \end{Bmatrix} \langle \frac{1}{2}, j_2 \rangle_J \left| \sum_i T_e^{(k)}(i) \right| \left| \frac{1}{2}, j_2' \rangle_{J'} \right. \cdot$$

$$\cdot \langle I || T_n^{(k)} || I \rangle \quad (5.10)$$

Wird der Beitrag des Rydbergelektrons vernachlässigt, kann das reduzierte Zweielektronen-Matrixelement durch den Dipolbeitrag des s-Elektrons ausgedrückt werden:

$$\langle \frac{1}{2}, j_2 \rangle_J \left| \sum_i T_e^{(k)}(i) \right| \left| \frac{1}{2}, j_2' \rangle_{J'} \right. = \quad (5.11)$$

$$\delta_{1,k} \delta_{j_2, j_2'} (-1)^{3/2+j_2+J'} [(2J+1)(2J'+1)]^{1/2} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & J & j_2' \\ J' & \frac{1}{2} & 1 \end{Bmatrix} \cdot$$

$$\cdot \langle \frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2} || T_e^{(1)}(s) || \frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2} \rangle$$

Die Matrixelemente für die mittlere Kopplung können nach einer entsprechenden Transformation (Gl. 4.2) erhalten werden. Die Diagonalelemente sind identisch mit den Gln. 5.8 mit

$$\langle I, {}^{2S+1}L_J, F, m | W | I, {}^{2S+1}L_J, F, m \rangle = \frac{K}{2} A({}^{2S+1}L_J) \quad (5.12a)$$

und $a', a'', a''' \rightarrow 0$.

Für die nicht-Diagonalelemente gelten die Beziehungen:

$$\langle {}^3L_{1+1} | W | {}^3L_1 \rangle = \{ [(1+1)^2 - (F-I)^2] [(F+I+1)^2 - (1+1)^2] \}^{1/2} \frac{c_1 a_s}{2(21+2)} ,$$

$$\langle {}^3L_{1+1} | W | {}^1L_1 \rangle = \{ [(1+1)^2 - (F-I)^2] [(F+I+1)^2 - (1+1)^2] \}^{1/2} \frac{c_2 a_s}{2(21+2)} ,$$

$$\langle {}^3L_{-1+1} | W | {}^3L_{1-1} \rangle = 0 ,$$

$$\langle {}^3L_1 | W | {}^3L_{1-1} \rangle = \{ [1^2 - (F-I)^2] [(F+I+1)^2 - 1^2] \}^{1/2} \frac{c_2 a_s}{41} ,$$

$$\langle {}^1L_1 | W | {}^3L_{1-1} \rangle = -\{ [1^2 - (F-I)^2] [(F+I+1)^2 - 1^2] \}^{1/2} \frac{c_1 a_s}{41} ,$$

$$\langle {}^3L_1 | W | {}^1L_1 \rangle = -\frac{K}{2} c_1 c_2 \left(\frac{1}{21+2} + \frac{1}{21} \right) a_s . \quad (5.12b-g)$$

Sämtliche Matrixelemente sind diagonal in I, F, m (aus Gründen der Übersichtlichkeit oben nicht angegeben), d.h. eine Wechselwirkung ergibt sich nur für Zustände mit gleicher F -Quantenzahl. Zur Berechnung der Energielagen ist eine Diagonalisierung der oben angegebenen Matrix durchzuführen.

6. Spektroskopie von Sr-Rydbergserien

Bei der Anregung der Rydbergserien der Erdalkalien Ca, Sr und Ba aus dem Grundzustand wird wegen der hohen Ionisationsenergie bei Einsatz von Lasern, die im sichtbaren Spektralbereich betrieben werden, mindestens ein Zweiphotonen-Übergang notwendig. Alternativ können Einphotonen-Anregungen aus metastabilen Niveaus oder Einphotonen-Anregungen mit Hilfe frequenzverdoppelter Laser /82/ durchgeführt werden. Die Anregung aus dem Grundzustand von Mg erfordert bereits einen Dreiphotonen-Übergang /73/, was mit einem entsprechend hohen experimentellen Aufwand verbunden ist (in besonderem Maße in Verbindung mit einem Frequenzkalibrierungssystem).

Da bei der Spektroskopie hoch angeregter Rydbergzustände besondere Rücksicht auf die Feldfreiheit im Anregungsbereich zu nehmen ist, erschien für das vorliegende Projekt eine Anregung aus metastabilen Zuständen, die mit entsprechenden Entladungstechniken bevölkert werden, weniger zweckmäßig. Der Einsatz des im ersten Teil dieser Arbeit beschriebenen Spektrometers favorisiert die Anwendung der nicht-resonanten Zweiphotonenanregung /90/, da im Falle einer Anregung mit resonantem Zwischenniveau eine entsprechende Kalibrierung von zwei Lasern notwendig wird. Als vorteilhaft ist weiterhin anzusehen, daß Komplikationen der Spektren, die durch ein resonantes Zwischenniveau auftreten können, vermieden werden.

Hyperfeinstrukturuntersuchungen der Rydbergserien von Ca werden durch den geringen Anteil des ^{43}Ca im natürlichen Isotopengemisch von nur 0.135 % erschwert. Darüber hinaus erfordert die bei der nicht-resonanten Zweiphotonenspektroskopie notwendige Wellenlänge die Verwendung von Stilben 1 als Laserfarbstoff, so daß die Ausgangsleistung des verwendeten Lasers auf < 60 mW beschränkt bleibt.

Eine ähnliche Schwierigkeit ergibt sich im Falle des Ba, das den Einsatz von Coumarin-Farbstoffen erfordert. Ein effektives Pumpen ist mit dem zur Verfügung stehenden Ar^+ -UV-Laser in diesem Falle nicht möglich. Weiterhin wird die Interpretation der Spektren für Ba durch starke Konfigurationsstörungen /74/ und die Anwesenheit zweier Isotope mit Kernspin (^{135}Ba , ^{137}Ba) erschwert.

Bei Anwendung der nicht-resonanten Zweiphotonenspektroskopie ergeben sich für Sr die günstigsten Verhältnisse:

- a) Auf Grund der notwendigen Anregungsenergien für Sr ($E = 45932.1$ 1/cm) kann der Farbstofflaser im Maximum der Stilben 3-Verstärkungskurve betrieben werden.
- b) Die Übergangsraten für den Zweiphotonenprozeß werden durch den $5s5p\ ^1P_1$ -Zwischenzustand (s. Abb. 6.1) vergrößert. Die Verstimmung bezogen auf den $5s5p\ ^1P_1$ -Zustand beträgt für die Ionisationsgrenze 1267.6 1/cm.
- c) Für Rydbergzustände mit $n > 30$ sind keine Konfigurationswechselwirkungen mit anderen Rydbergserien oder einzelnen Störkonfigurationen bekannt.

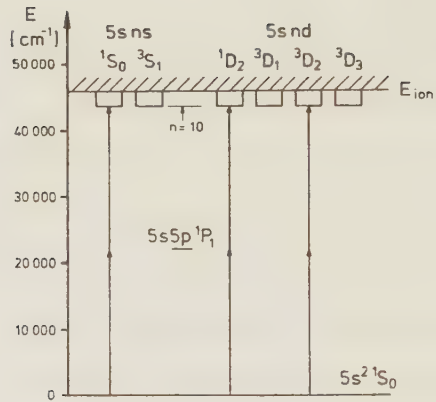


Abb. 6.1: Anregungsschema für die 5sns- und 5snd-Rydberg-Serien von Sr

Das natürliche Isotopengemisch enthält das ^{87}Sr als einziges Isotop mit nicht verschwindendem Kernspin $I = 9/2$ und einem Anteil von 7.02 %.

Isotop	%
^{84}Sr	0.56
^{86}Sr	9.86
^{87}Sr	7.02
^{88}Sr	82.56

Tab. 6.1: Prozentualer Anteil der Sr-Isotopen im natürlichen Isotopengemisch

Wegen der Auswahlregeln für einen Zweiphotonen-Übergang

$$\begin{array}{ll} \Delta J = 0, +2, -2 & \text{(Linearpolarisation)} \\ \Delta J = +2, -2 & \text{(Zirkularpolarisation)} \end{array} \quad (6.1a,b)$$

wird die 5sns-Serie stets gemeinsam mit der 5snd-Serie angeregt, während bei Einstrahlung zirkularpolarisierten Lichts eine selektive Anregung der 5snd-Serie möglich ist. Auf Grund der kopplungsbedingten Beimischung (s. Kap. 4) der 1D_2 -Serie in die 3D_2 -Serie, wird die Spektroskopie sämtlicher Isotope für die 3D_2 -Serie möglich. Dies gilt nicht für die 3S_1 -Serie, da diese keine Singulett-Beimischung enthält. Wie später deutlich wird, kann jedoch im Bereich hoher Hauptquantenzahlen wegen der auftretenden HFS-induzierten Singulett-Triplett-Mischung die Spektroskopie des ^{87}Sr im Prinzip auch für die drei Zustände 3S_1 , 3D_1 und 3D_3 möglich werden.

Für die 5sns- und 5snd-Serien liegen verschiedene Feinstrukturmessungen vor /75-78/. Die 1S_0 - und 1D_2 -Serien wurden systematisch bis zu Hauptquantenzahlen von $n = 80$ mit Hilfe eines Präzisions-Wavemeters mit einer absoluten Genauigkeit von 30 MHz vermessen /77/. Die dort ermittelten Daten wurden in dieser Arbeit zur Identifizierung der einzelnen Rydberg-niveaus herangezogen. Im Bereich $n > 80$ ist eine entsprechende Interpolation wegen der weitgehenden Konstanz des Quantendefekts für hohe Hauptquantenzahlen mit Hilfe der Rydbergformel (Gl. 3.1) leicht möglich. Für die Ionisationsenergien werden folgende Werte zugrunde gelegt:

$$E_{\text{ION}}(^{84}\text{Sr}) = 45\,932.1833(10) \text{ 1/cm},$$

$$E_{\text{ION}}(^{86}\text{Sr}) = 45\,932.1912(10) \text{ 1/cm},$$

$$E_{\text{ION}}(^{88}\text{Sr}) = 45\,932.1982(10) \text{ 1/cm}.$$

Für das Isotop ^{87}Sr ist der Einfluß der Hyperfeinwechselwirkung zu berücksichtigen (s. Kap. 9).

Daten für die $^3\text{S}_1$ - und die ^3D -Serien von Sr und Ca wurden durch Einphotonen-Pulslaseranregungen aus dem metastabilen $5s5p\ ^3\text{P}$ -Niveaus erhalten /78/. Aus den Messungen für die $^3\text{S}_1$ -Serie von Sr für $10 < n < 46$ geht hervor, daß diese im untersuchten Bereich ungestört ist, was sich in einem konstanten Quantendefekt äußert. Für die aus cw-Messungen erhaltenen Energielagen der $^1\text{S}_0$ -Serie wurde ein Fit nach Gl. 3.2 vorgenommen /77/. Entgegen den Angaben von Esherick /75/, nach denen keine Störungen für $n > 10$ vorliegen, wurde auf Grund der hohen Meßgenauigkeit ein leichter Einfluß des $4d^2\ ^3\text{P}_0$ -Niveaus bei 44525.82 1/cm nachgewiesen. Die $^1\text{D}_2$ - und $^3\text{D}_2$ -Serien kreuzen in der Umgebung der Hauptquantenzahlen $n = 15, 16$ /78/, was mit einer starken Singulett-Triplett-Mischung verbunden ist. Die Kopplung wird durch eine Störung mit den zweifach angeregten Konfigurationen $4d6s\ ^1\text{D}_2$ und $^3\text{D}_2$ hervorgerufen. Esherick beschreibt die Störung durch eine 5-Kanal-MQDT-Analyse /75/. Die auftretende Singulett-Triplett-Mischung führt zu einer entsprechenden Beeinflussung der Hyperfeinstruktur. Die HFS-Kopplungskonstanten (Gl. 5.8) zeigen in der Umgebung $n = 15, 16$ Extremwerte, die auf nahezu reine jj-Kopplung an dieser Stelle hindeuten /79, 80/.

Eine Kreuzung der 1D_2 - und 3D_3 -Serien wird für $n = 19$ beobachtet /78/, die mit einer starken Störung der HFS-Multipletts verbunden ist /81/. Zweiphotonen-Übergänge aus dem Grundzustand in das 3D_3 -HFS-Multiplett werden durch die auftretende Singulett-Beimischung möglich.

Ab $n = 19$ zeigt die gesamte Feinstruktur normale Termfolgen. Für $n > 30$ zeigen sämtliche Quantendefekte nur noch geringe Energieabhängigkeiten, und Konfigurationsstörungen liegen nach Angaben von Esherick in diesem Bereich nicht vor /75/. Die Kopplung besitzt hier im wesentlichen LS-Charakter, wobei die erhaltenen Beimischungen zu den Wellenfunktionen in reiner LS-Basis (vgl. Kap. 4) im Bereich von 1 bis 2 % liegen.

7. Experimentelle Anordnung

Die experimentelle Anordnung für die Zweiphotonenanregung ist in Abb. 7.1 schematisch dargestellt. Die Detektion wurde mit Hilfe einer thermionischen Ringdiode /89/ (s. Kap. 8) vorgenommen. Diese Nachweisteknik wurde eingesetzt, da ein optischer Fluoreszenznachweis wegen der niedrigen Übergangswahrscheinlichkeiten sowie wegen der Begrenzung der natürlichen Lebensdauern der Rydbergzustände auf Grund von Stößen ungeeignet ist (vgl. Kap. 8). Das Spektrometer ist im ersten Teil dieser Arbeit beschrieben.

Die Wellenlängenbestimmung erfolgte mit Hilfe eines kommerziellen Wavemeters (Burleigh, WA-20) mit einer Meßgenauigkeit von 0.01 1/cm, wodurch die Identifizierung der einzelnen Rydbergzustände bis zu Hauptquantenzahlen von $n = 200$ ermöglicht wurde. Zur Durchführung von Übersichtsmessungen ohne Einsatz des FOL-Systems wurde ein zusätzliches Fabry-Perot-Interferometer (FPI) zur Frequenzzeichnung eingesetzt.

Die Übergangsraten erhöhen sich im Falle der nichtresonanten Zweiphotonenanregung proportional zum Quadrat der Laserleistung. Zur Erzielung hoher Leistungsdichten wird zweckmäßigerweise eine Fokussierung der Laserwelle vorgenommen. Um einen optimalen Überlapp der hin- und rücklaufenden Welle sicherzustellen, ist ein sphärischer Spiegel mit entsprechendem Krümmungsradius (s. Tab. 7.1) vorzusehen. Die thermionische Diode wird derart angeordnet, daß die Strahltaille des Rayleigh-Bereichs im Detektionszentrum liegt. Die Einstellung des Überlapps der Laserwellen, sowie

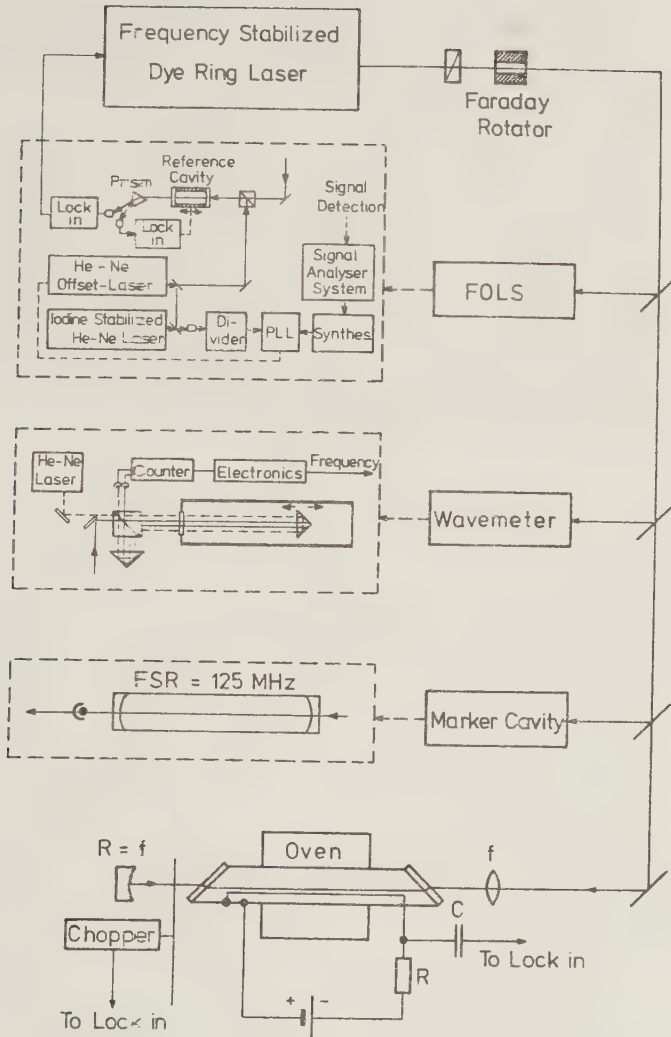


Abb. 7.1: Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung

die exakte Positionierung der thermionischen Diode sind kritisch und beeinflussen entscheidend die Signalintensitäten bzw. die Größe der elektrischen Störfelder im Anregungsvolumen.

Die rücklaufende Laserwelle führt bei optimaler Einstellung des Überlapps leicht zur Störung des Einmodenbetriebs des Farbstofflasers. Aus diesem Grund wurde ein zusätzlicher 45° -Faraday-Dreher mit Polarisationsfilter eingefügt.

Die wichtigsten experimentellen Parameter sind der folgenden Tabelle zu entnehmen.

A Dye-Ringlaser

Laserfarbstoff:	Stilben 3
Laserleistung:	120 - 250 mW

B Spektrometer

Wellenlängenmessung (absolut):	0.01 1/cm
FSR Referenz-FPI:	125 MHz
FSR Referenz-FPI, (FOL-System):	758.655 MHz
He-Ne-Referenzfrequenz, (D-Komponente):	473613305.67(.5) MHz
Meßgenauigkeit, (FOL-System):	150 kHz
Beatfrequenzschrittweite:	200 kHz
Verzögerungszeit pro Frequenzschritt:	10 ms

C Optischer Aufbau

Linse, (Fokuss. therm. Diode):	200 mm
Spiegel, (Fokuss. therm. Diode):	200 mm

D Thermionische Ringdiode

Ofentemperatur:	550 - 750 C
Puffergas:	Ar, Ne
Puffergasdruck:	80 - 180 mTorr
Kathodenwiderstand:	10 k, (typ)
Kathodenspannung:	- 400 mV, (typ)

E Lock-In-Nachweis

Modulationsfrequenz:	70 - 120 Hz
Zeitkonstante:	100 - 300 ms

Tab. 7.1: Zusammenstellung der experimentellen Parameter

8. Thermionische Diode

Zur Untersuchung der Rydbergzustände der Alkalien und Erdalkalien wurde bereits mehrfach die Zweiphotonenspektroskopie in Verbindung mit der thermionischen Diode als dopplereinfreies Meßverfahren angewendet /40-42/. Die thermionische Diode dient dabei zum Nachweis von Ionen, die durch Photo- oder Stoßionisation der angeregten Atome entstehen.

Insbesondere bei der Spektroskopie hoch angeregter Rydbergzustände in Zellen hat ihr Einsatz sich als empfindliches Detektionsverfahren bewährt. Dies ist u.a. dadurch begründet, daß die Ionisationsrate und damit die Nachweisempfindlichkeit mit steigender Hauptquantenzahl zunimmt, wodurch die mit n abnehmende Übergangswahrscheinlichkeit teilweise kompensiert werden kann.

Das Funktionsprinzip der thermionischen Diode sowie ihre optimalen Betriebsbedingungen sind in Ref. /43,44/ erläutert. In der einfachsten Ausführungsform besteht sie aus einem Mantelrohr (Anode) mit einem axial verlaufenden Kathodendraht. Der Kathodendraht wird elektrisch beheizt, wodurch eine negative Raumladung in der Umgebung des Drahtes entsteht. Das Nachweisverfahren besteht darin, daß frei werdende Ionen diese Raumladung teilweise kompensieren und damit eine Änderung des Anodenstroms hervorrufen. Um die Raumladung aufrecht zu erhalten, wird die Diode im Anlaufstromgebiet bei niedrigen Anodenspannungen betrieben. Der Potentialverlauf innerhalb der Diode wird wesentlich

durch die Raumladungsverteilung bestimmt. In einer gewissen Entfernung vom Kathodendraht kommt es zur Ausbildung eines zylindersymmetrischen Potentialminimums, welches zu einer Bindung frei werdender Ionen führt. Wegen der geringen Rekombinationswahrscheinlichkeit der Ionen ergibt sich damit für sie eine hohe Lebensdauer innerhalb der Raumladung.

Aus diesen Gründen lassen sich mit der thermionischen Diode Verstärkungsfaktoren von mehreren Größenordnungen (10^6 , Ref. /49/) erreichen.

Bei der Spektroskopie hoch angeregter Rydbergzustände ist eine konstruktive Erweiterung des Diodenaufbaus zweckmäßig.

Dies ergibt sich daraus, daß die Polarisierbarkeit der Rydbergatome mit steigender Hauptquantenzahl $\propto n^7$ zunimmt. Um Einflüsse des Starkeffekts, wie Linienaufspaltungen, Frequenzverschiebungen sowie das Auftreten starkinduzierter Signale zu vermeiden, wird es notwendig, das Anregungsvolumen vom nicht feldfreien Raumladungsbereich zu trennen.

Eine solche Möglichkeit ergibt sich durch das Einfügen eines Abschirmgitters, welches mit dem Mantelrohr elektrisch verbunden ist /43/. Die Rydbergatome diffundieren aus dem nun feldfreien Anregungsvolumen durch das Gitter in den Raumladungsbereich und erzeugen das Ionisationssignal. Mit dieser verbesserten thermionischen Diode konnten Rydbergzustände von Cs bis hin zu Hauptquantenzahlen von $n = 162$ nachgewiesen werden /45,46/.

Eine andere Ausführung der thermionischen Diode, die thermionische Doppeldiode, kombiniert eine elektrische Entladung

mit thermionischem Nachweis /47/. Sie wurde für die Spektroskopie mit Anregung aus metastabilen Zuständen entwickelt. Wegen der in der Entladungszone auftretenden elektrischen Felder, erscheint dieser Diodentyp für die Spektroskopie hoher Rydbergzustände ($n > 30$) weniger geeignet.

8.1 Thermionische Ringdiode

Die thermionische Diode mit Abschirmgitter kann für die Spektroskopie von hoch angeregten Rydbergzuständen erfolgreich eingesetzt werden, solange nicht die Anwendung hoher Temperaturen zu einer Elektronenemission des Mantelrohrs und des Abschirmgitters führt. Dies führt zwangsläufig zur Ausbildung von Raumladungen innerhalb der Detektionskammer, wodurch die Feldfreiheit innerhalb dieses Bereichs nicht mehr gewährleistet ist. Da bei der Untersuchung der Erdalkalien zum Erreichen eines ausreichenden Dampfdrucks Temperaturen im Bereich von ca. 600 C bis 800 C notwendig sind, versagt hier aus diesem Grund das Prinzip der elektrischen Abschirmung, und Störungen der Spektren durch die Auswirkungen des Starkeffekts sind unvermeidlich. Insbesondere das Auftreten starkinduzierter Signale führt zu einer unerwünschten Komplexität der Spektren.

Voraussetzung für die Spektroskopie der Rydbergzustände von Sr mit Hauptquantenzahlen $n > 80$ war damit die konstruktive Weiterentwicklung der thermionischen Diode /89/. Das Grundkonzept besteht darin, eine streng zylindersymmetrische Raumladungsverteilung um das Anregungsvolumen zu realisieren und

auf diese Weise eine Kompensation der einzelnen Feldbeiträge zu erreichen. Durch die Ausnutzung eines großen Raumwinkelbereichs für den Ioneneinfang wurde zusätzlich eine Steigerung der Nachweisempfindlichkeit erreicht. So wurde es in Verbindung mit der "Frequency-Offset-Locking"-Technik möglich, hochauflösende Spektroskopie von Rydbergzuständen mit Hauptquantenzahlen bis über $n = 200$ durchzuführen.

Der Aufbau der thermionischen Ringdiode ist in Abb. 8.1 dargestellt. Sie besteht aus einem Mantelrohr, in dessen Inneren acht Edelstrahldrähte longitudinal in einem Radius von 10 mm um die Achse der Pipe angeordnet sind. (In späteren Versionen wurden 12 bzw. 16 Drähte eingesetzt.) Die Drähte werden durch Spiralfedern gehalten, um bei der erforderlichen Betriebstemperatur eine ausreichende mechanische Spannung zu gewährleisten. Sie sind elektrisch verbunden und bilden gemeinsam die Kathode. Das dopplerfreie Meßsignal wird durch Messung der Chopper-Wechselspannungskomponente am Kathodenarbeitswiderstand mit Hilfe der Lock-In-Nachweisteknik gewonnen.

Das Mantelrohr mit einer Länge von 270 mm und einem Außendurchmesser von 38 mm besteht aus VA-Stahl und ist an den Enden mit aufschraubbaren Fenstern aus Quarz versehen. Zur Heizung der Pipe auf die erforderliche Betriebstemperatur von 600 C bis 800 C sind zwei Keramikhalbschalen mit eingelassenen Heizdrähten konzentrisch um das Mantelrohr angeordnet. Zwei wassergekühlte Aluminiumblöcke an den Enden des Mantelrohres verhindern eine Überhitzung sowie ein Be-

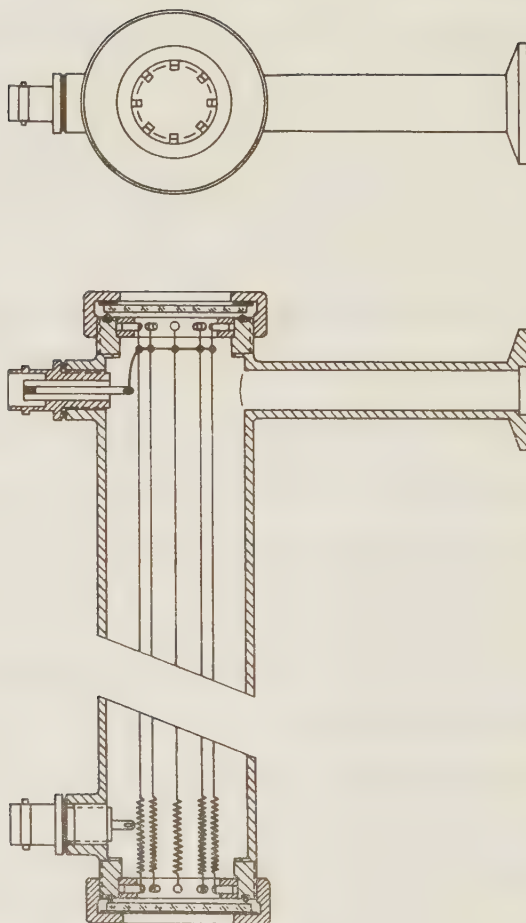


Abb. 8.1: Aufbau der thermionischen Ringdiode

dampfen der Zellenfenster.

Durch die äußere Beheizung des Mantelrohrs wird eine ausreichende Elektronenemission der Kathodendrähte sichergestellt, so daß eine zusätzliche elektrische Heizung entfällt. Auf Grund der konzentrischen Anordnung der Drähte, ist die sich ausbildende Raumladungsverteilung bezüglich des Laserstrahls, der durch die Achse der Pipe verläuft, symmetrisch und die elektrischen Störfelder sind innerhalb des Anregungsvolumens weitgehend kompensiert. Um den Laserstrahl exakt durch den Bereich des Feldminimums zu führen, wird die Pipe durch entsprechende Justierhalterungen getragen. Für den optimalen Betrieb der Ringdiode wurde eine Gleichspannung von typ. 130 mV zwischen Kathodendrähten und Mantelrohr angelegt. Dies führt zu einer Verringerung der Raumladungen im Anregungsbereich und zu einer Vergrößerung des Ionisationssignals. Durch exakten Abgleich der Kathodenspannung, sowie durch eine genaue achsiale Positionierung der Ringdiode kann der Einfluß des Starkeffekts weitgehend unterdrückt werden (s. Kap. 8.2).

8.2 Fortschritte bei der Spektroskopie von Sr-Rydbergzuständen

Für hoch angeregte Rydbergzustände von Sr ist der dominierende Ionisationsprozeß die Stoßionisation /50/:



Bei Einsatz von Puffergasen sind darüber hinaus Stoßprozesse mit den Puffergasatomen zu berücksichtigen.

Die Intensität I des Ionisationssignals ist proportional zur Besetzungszahl N_{ex} des angeregten Zustands, der Ionisationswahrscheinlichkeit σ_{ION} , der Wahrscheinlichkeit σ_{Det} für den Einfang eines Ions in der Raumladung und der Verstärkung α der Diode:

$$I \sim N_{\text{ex}} \sigma_{\text{ION}} \sigma_{\text{Det}} \alpha \quad (8.1)$$

Die erreichbare Nachweisempfindlichkeit wird wesentlich durch die Besetzungszahl N_{ex} bestimmt. Sie ist proportional zur Sr-Grundzustandsdichte, dem Quadrat der Laserleistung und dem Übergangsmatrixelement. Dessen Abhängigkeit von der effektiven Hauptquantenzahl $\sim 1/n^{*3}$ bildet einen der limitierenden Faktoren bei der Spektroskopie hoch angeregter Rydbergzustände.

Die Ionisationswahrscheinlichkeit ist für $n > 50$ von der Hauptquantenzahl weitgehend unabhängig, da in diesem Bereich eine nahezu vollständige Ionisation der angeregten Sr-Atome stattfindet ($\sigma_{\text{ION}} \sim 1$). Die Größen σ_{Det} und α werden durch die konstruktiven Eigenschaften der Diode und durch die Betriebsbedingungen bestimmt. Auf Grund der geometrischen Anordnung der Kathodendrähte um das Anregungsvolumen ist für die Ringdiode die Wahrscheinlichkeit σ_{Det} für den Ioneneinfang bedeutend größer als bei den konventionellen Ausführungsformen. Allein eine Bewegung längs

der Achse der Pipe kann zu einem Entweichen des Ions aus dem Detektionsbereich führen. Die Verstärkung α ist eine Funktion des Druckes, der Temperatur, der Betriebsspannung und der Zellengeometrie, eine Abhängigkeit von der Hauptquantenzahl ist nicht gegeben. Die Detektionslinearität wird durch die korrekte Wiedergabe der Isotopenkonzentrationen in den Spektren bestätigt.

Ein Zweiphotonenanregungsspektrum der Übergänge $5s^2 \rightarrow 5s\ 100d\ ^1D_2$ und $5s^2 \rightarrow 5s\ 101s\ ^1S_0$ von Sr, welches mit der Ringdiode erhalten wurde, ist im oberen Teil der Abb. 8.2 dargestellt. Die untere Hälfte der Abbildung zeigt zum Vergleich den gleichen Frequenzbereich bei Einsatz des konventionellen Diodentyps. Hier führt der Starkeffekt zu Linienverbreiterungen, so daß die Isotope ^{84}Sr , ^{86}Sr und ^{88}Sr mit Frequenzabständen von jeweils ca. 200 MHz nicht aufgelöst werden konnten. Weiterhin war die Signalintensität nicht ausreichend, um Übergänge zu den $5s\ 101s\ ^1S_0$ und $5s\ 100d\ ^1D_2$ -Niveaus des ungeraden ^{87}Sr -Isotops nachzuweisen. Eine Untersuchung der Hyperfeinstruktur bei hohen Hauptquantenzahlen war daher mit der konventionellen thermionischen Diode nicht möglich.

Beim Einsatz der Ringdiode kann die optimale Einstellung der Kathodenspannung an Hand der Linienbreiten vorgenommen werden. Ein wesentlich empfindlicheres Kriterium ist jedoch das Auftreten Stark-induzierter Übergänge zu den Zuständen 1P_1 und 1F_3 des ^{88}Sr , das den höchsten Anteil im natürlichen Isotopengemisch besitzt. Dieser Einfluß der Kathodenspannung

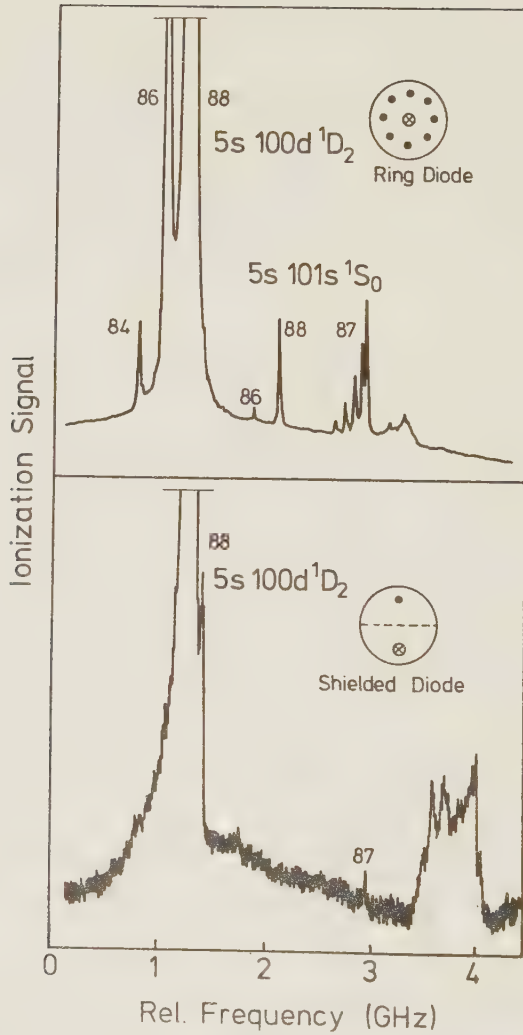


Abb. 3.2: Zweiphotonen-Anregungsspektrum der Zustände
5s 100d, 1D_2 und 5s 101s, 1S_0 von Sr.

Oben: Einsatz der Ringdiode

Unten: Diode mit Abschirmgitter

wird in Abb. 8.3 verdeutlicht. Dargestellt sind die Signale des ^{88}Sr , $5s\ 122d$, $^3\text{D}_2$ sowie das Hyperfeinmultiplett des ^{87}Sr , $5s\ 121d$, $^1\text{D}_2$ bei zwei verschiedenen Spannungen, die über einen Vorwiderstand von $10\ \text{k}\Omega$ der Kathode zugeführt wurden. Bei einer Einstellung von $U = -0.4\ \text{V}$ ließ sich eine weitgehende Unterdrückung des Stark-induzierten Übergangs zum $6s\ 122p$, $^1\text{P}_1$ -Zustand erreichen, was auf geringe Störfelder innerhalb der Anregungszone hindeutet. Bei einer erhöhten Spannung von $U = -0.8\ \text{V}$ kam es neben der intensiven Beimischung des $^1\text{P}_1$ -Zustandes zu Linienverschiebungen und -verbreiterungen.

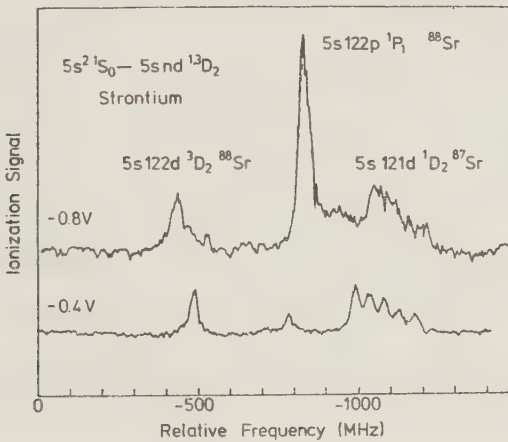


Abb. 8.3: Einfluß der Kathodenspannung auf die Starkeffekt-induzierte $^1\text{D}_2$ -Beimischung in den $^1\text{P}_1$ -Zustand bei $n = 122$

Für das verbleibende elektrische Störfeld im Anregungsvolumen der Ringdiode kann eine obere Grenze abgeschätzt werden. Bei optimaler achsialer Positionierung der Ringdiode und optimaler Wahl der Kathodenspannung konnte die Stark-induzierte Beimischung des 1D_2 -Zustands in den 1P_1 -Zustand bis zu Hauptquantenzahlen von $n = 125$ auf einen Wert $< 0.1 \%$ reduziert werden. Die mit der Zweiphotonenanregung erzielte Nachweisempfindlichkeit war ausreichend, derartig geringe Beimischungen nachzuweisen. Mit einer Polarisierbarkeit der Rydbergatome nach Gl.3.4 und einem Frequenzabstand der ungestörten 1D_2 und 1P_1 -Niveaus von 1 GHz ergibt die Abschätzung des Restfeldes einen Wert von $< 1 \text{ mV/cm} / 48/$.

Mit dieser Bedingung wurde die Möglichkeit geschaffen, Hyperfeinstrukturuntersuchungen der Rydbergserien $5sns$ und $5snd$ von Sr bis hin zu Hauptquantenzahlen von $n = 150$ durchzuführen. Für das intensive Signal des ^{88}Sr konnten Übergänge bis zu Hauptquantenzahlen von $n = 210$ nachgewiesen werden (Abb. 8.4). In diesem Energiebereich beträgt der Abstand benachbarter Rydbergzustände nur ca. 900 MHz und die experimentellen Linienbreiten erreichen Werte von typ. 180 MHz. Die Linienverbreiterungen sind im wesentlichen auf Stoßprozesse sowie auf die Einflüsse des Starkeffekts zurückzuführen.

Die hier bei der Spektroskopie erreichte experimentelle Begrenzung in der Hauptquantenzahl ist u.a. auf die Zunahme der Polarisierbarkeiten ($\sim n^7$) der Rydbergatome zurückzuführen. Folgende im Experiment begrenzende Faktoren sind zu

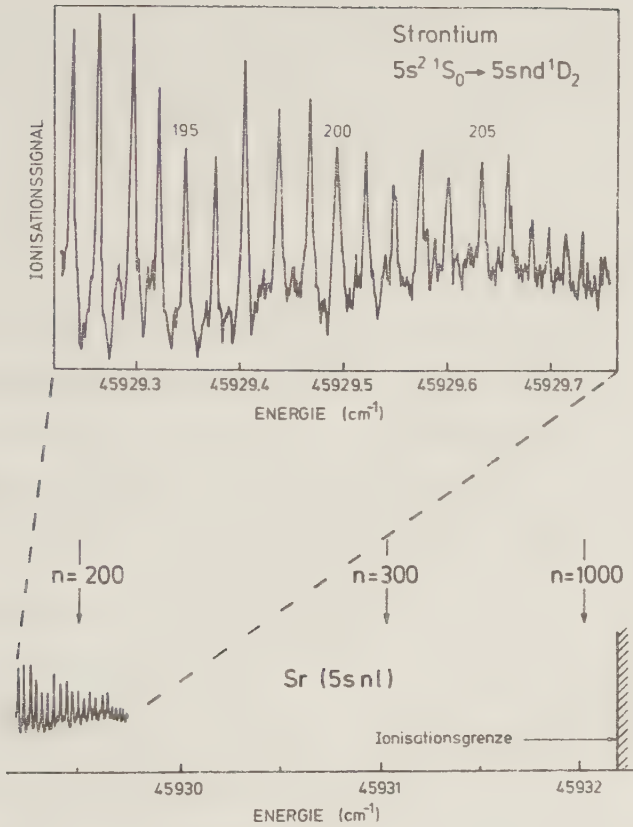


Abb. 8.4: Zweiphotonen-Anregungsspektrum der $5snd, ^1D_2$ -Rydbergserie von ^{88}Sr für Hauptquantenzahlen $191 \leq n \leq 210$

nennen:

- a) Geringe Abweichungen in der geometrischen Anordnung der Ringdiode von der Zylindersymmetrie
- b) Eine vollständige Kompensation der Feldbeiträge der Raumladung ist nur für die Achse der Ringdiode möglich. Damit ergibt sich auf Grund des Querschnitts des Laserstrahls ein Restfeld in den Randbereichen des Strahlprofils.
- c) Thermische Inhomogenitäten können zu ungleichmäßiger Elektronenemission des Mantelrohres und der Kathodendrähte führen, wodurch die Symmetrie der Raumladung gestört wird.
- d) Zu berücksichtigen sind Störfelder, die durch die Ionen-Raumladung innerhalb des Sr-Dampfes hervorgerufen werden /51/.

9. Rydbergserie $5s^2 \rightarrow 5sns$

Während in Alkali-Systemen die Hyperfeinstrukturaufspaltung $\sim 1/n^3$ abnimmt, sind in Systemen mit mehreren Valenzelektronen die Beiträge der nicht angeregten inneren Elektronen zu berücksichtigen. Diese Beiträge sind in hoch angeregten Rydbergzuständen weitgehend unabhängig von der Bindungsenergie des Rydbergelektrons. Die mit der Hauptquantenzahl abnehmende Feinstrukturaufspaltung verringert sich auf die Größenordnung der HFS-Energien, so daß die isolierte störungstheoretische Behandlung des HFS-Operators versagt. Im Bereich sehr hoher Hauptquantenzahlen (für Sr: $n > 100$) erreicht schließlich auch der Energieabstand zwischen benachbarten Zuständen mit $n \pm 1$, $n \pm 2$, usw. die Größe der Hyperfeinstrukturaufspaltung. Hier werden, wie später gezeigt wird, zusätzliche HFS-induzierte Zustandsmischungen zwischen benachbarten Rydbergniveaus einer Serie beobachtet und ein erweiterter Formalismus wird zur Beschreibung notwendig. Diese im Rahmen der vorliegenden Arbeit beschriebene Zustandsmischung wird im folgenden als HFS-induzierte n/n' -Zustandsmischung bezeichnet.

Die $msns$ 1S_0 - und 3S_1 -Rydbergserien der Erdalkalien können als einfachstes Beispiel zum Studium der auftretenden Effekte angesehen werden. Zum Verständnis der im Bereich sehr hoher Hauptquantenzahlen auftretenden Wechselwirkungen mit den Nachbarkonfigurationen ist zunächst die Kenntnis der Verhältnisse ohne derartige Effekte erforderlich. Eine entsprechende theoretische Beschreibung erfolgt nach den in den Kapiteln 4. und 5. dargelegten Grundlagen.

Für die ungestörte Hyperfeinstruktur des 3S_1 -Zustands ergeben sich folgende HFS-Zusatzenergien (Gl. 5.6):

$$\begin{aligned} F = I+1 &= 11/2, & \Delta E &= I a_{5S}/2 &= + (9/4) a_S \\ F = I-1 &= 7/2, & \Delta E &= -(I+1) a_S/2 &= -(11/4) a_S & (9.1a-c) \\ F = I &= 9/2, & \Delta E &= -(1/2) a_S \end{aligned}$$

Der 1S_0 -Zustand besitzt wegen $J=0$ nur eine HFS-Komponente mit $F = I = 9/2$. Für den Wert a_{5S} liegen Ergebnisse vor, die aus der Messung der $^2S_{1/2}$ -Grundzustandsaufspaltung des $^{87}\text{SrII}$ -Ions mit Methoden der "collinear fast beam"-Laserspektroskopie erhalten wurden /82/:

$$a_{5S} = -1.001(2) \text{ GHz}$$

(Ältere Messungen /83/ liefern einen Wert von -0.99 GHz.)

Die HFS-Komponenten des 3S_1 -Multipletts mit $F = I+1$ und $F = I-1$ bleiben mit wachsender Hauptquantenzahl ungestört und konvergieren mit $n \rightarrow \infty$ gegen die Frequenzlagen des HFS-Dubletts des $^2S_{1/2}$ -Ionengrundzustands. Dieses besitzt Hyperfeinkomponenten mit $F = I-1/2 = 4$ und $F = I+1/2 = 5$ und einem Intensitätsverhältnis von 4:5.

Das Erdalkalisystem besitzt damit für Isotope mit Kernspin zwei Ionisationsgrenzen, die sich aus der Hyperfeinwechselwirkung des inneren s-Elektrons ergeben. Der Übergang vom Atom zum Ion ist in diesem Sinne kontinuierlich. Bezogen auf die Ionisationsgrenze, die sich ohne Hyperfeinwechselwirkung ergeben würde (sie entspricht dem Schwerpunkt des $^2S_{1/2}$ -

Dubletts des SrII), sind die HFS-Zusatzenergien für die tatsächlichen Ionisationsgrenzen direkt den Gleichungen 9.1a,b zu entnehmen. Für die Absolutwerte der beiden Ionisationsenergien des ^{87}Sr werden die Ergebnisse der Präzisions-Wave-metermessungen /77/ zugrunde gelegt:

$$E_{\text{ION}}(^{87}\text{Sr}) = 45\,932.2861 \text{ 1/cm}, \quad (\rightarrow F=4, \text{ SrII})$$

$$E_{\text{ION}}(^{87}\text{Sr}) = 45\,932.1210 \text{ 1/cm}, \quad (\rightarrow F=5, \text{ SrII})$$

Für die F=I-Komponenten der $^1\text{S}_0$ - und $^3\text{S}_1$ -Zustände sind die nichtdiagonalen Matrixelemente, die durch die Gleichungen 5.12c gegeben sind, zu berücksichtigen. Mit dem Gesamthamiltonoperator

$$H = H_0 + W \quad (9.2)$$

können die Eigenwerte $\tilde{E}$ durch Lösung der Sekulargleichung

$$\det(A_{ik}) = 0 \quad (9.3a)$$

mit

$$A_{11} = E_1 + \langle ^1\text{S}_0 | W | ^1\text{S}_0 \rangle - \tilde{E} \quad (9.3b-e)$$

$$A_{22} = E_3 + \langle ^3\text{S}_1 | W | ^3\text{S}_1 \rangle - \tilde{E}$$

$$A_{12} = \langle ^1\text{S}_0 | W | ^3\text{S}_1 \rangle$$

$$A_{21} = \langle ^3\text{S}_1 | W | ^1\text{S}_0 \rangle$$

erhalten werden. Hier sind die Größen E_1 und E_3 die Eigenwerte

des ungestörten Hamiltonoperators:

$$H_0 |^1S_0\rangle = E_1 |^1S_0\rangle \quad (9.4a-b)$$

$$H_0 |^3S_1\rangle = E_3 |^3S_1\rangle$$

Die Matrixelemente des HFS-Operators sind den Gleichungen 5.12a,c zu entnehmen:

$$\langle ^1S_0 | W | ^1S_0 \rangle = 0 \quad (9.5a-c)$$

$$\langle ^3S_1 | W | ^3S_1 \rangle = -a_s/2$$

$$\langle ^1S_0 | W | ^3S_1 \rangle = \langle ^3S_1 | W | ^1S_0 \rangle = [I(I+1)]^{1/2} a_s/2$$

Für die beiden Lösungen der Sekulargleichung gilt damit:

$$\tilde{E}_{1,3} = \frac{E_1 + E_3}{2} - \frac{a_s}{4} \pm \frac{1}{2} [(E_1 - E_3)^2 + a_s(E_1 - E_3) + a_s^2(I+1/2)^2]^{1/2} \quad (9.6a)$$

Die zugehörigen Frequenzverschiebungen

$$\Delta E_{1,3} = \tilde{E}_{1,3} - E_{1,3} \quad (9.6b)$$

äußern sich in einer Abstoßung der beiden F=I-Komponenten.

In Abb. 9.1 ist der Verlauf der HFS-Schwerpunkte als gestrichelte Kurve, die Energielagen $\tilde{E}_{1,3}$ als durchgezogene Kurve schematisch dargestellt. Mit wachsender Hauptquantenzahl konvergiert die F=I-Komponente des 1S_0 -Zustands gegen

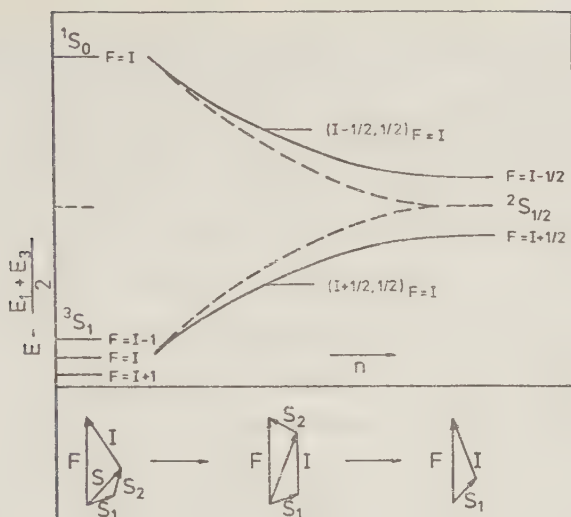


Abb. 9.1: HFS-induzierte Energieverschiebung der $F=I$ -Komponenten der 1S_0 - und 3S_1 -Niveaus (schematisch)

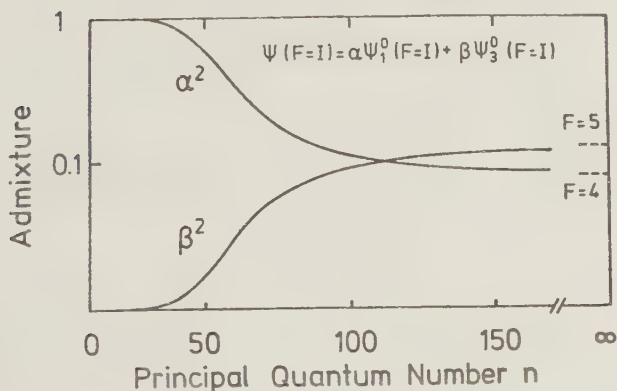


Abb. 9.2: HFS-induzierte Zustandsmischung der $F=I$ -Komponenten der 1S_0 - und 3S_1 -Niveaus

die obere Ionisationsgrenze und entartet mit der $F=I-1$ -Komponente des 3S_1 -Zustands (gilt für negative a_S wie im Fall von Sr). Die $F=I$ -Komponente des 3S_1 -Zustands konvergiert gegen die untere Ionisationsgrenze und entartet mit der $F=I+1$ -Komponente. Die Frequenzverschiebungen erreichen hier ihre maximalen Werte, die wiederum den Gleichungen 9.1a,b entnommen werden können.

Das Verhalten des Atoms mit wachsender Hauptquantenzahl kann qualitativ mit dem Vektormodell beschrieben werden:

In energetisch niedrig liegenden Zuständen ist die Wechselwirkung zwischen den Valenzelektronen dominant und ihre Spins koppeln zunächst zum Gesamtspin S . Die schwächere Wechselwirkung mit dem Kernmoment wird zuletzt durch Kopplung von I und S zum Gesamtdrehimpuls F berücksichtigt. Beendet sich ein Valenzelektron in einem Rydbergzustand, wird mit wachsendem n die Kopplungsenergie des inneren Elektrons mit dem Kernmoment vergleichbar mit der Kopplung der beiden Elektronen untereinander. Der Gesamtspin S wird damit ungeeignet zur Charakterisierung der atomaren Zustände und die Bezeichnungen "Singulett" und "Triplet" verlieren ihre ursprüngliche Bedeutung.

Die HFS-induzierte Wechselwirkung der $F=I$ -Komponenten führt zu Singulett- bzw. Triplet-Beimischungen in die LS-Basisfunktionen. Die Mischungsamplituden werden durch die Eigenfunktionen zum Eigenwertproblem Gl.9.3 bestimmt:

$$|{}^1S_0, F\rangle = \alpha |{}^1S_0, F\rangle^0 - \beta |{}^3S_1, F\rangle^0, \quad (9.7a-c)$$

$$|{}^3S_1, F\rangle = \beta |{}^1S_0, F\rangle^0 + \alpha |{}^3S_1, F\rangle^0,$$

mit der Normierungsbedingung $\alpha^2 + \beta^2 = 1$.

Bei der Zweiphotonenanregung aus dem 1S_0 -Grundzustand bestimmt das Verhältnis der Quadrate der Mischungskoeffizienten direkt das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten für die F=I-Komponenten der 1S_0 - bzw. 3S_1 -Zustände. Der theoretisch erwartete Verlauf der Beimischungen für Sr ist in Abb. 9.2 als Funktion der Hauptquantenzahl dargestellt. Hier wird deutlich, daß mit wachsendem n die HFS-induzierte Singulett-Beimischung in den 3S_1 -Zustand zu einem entsprechenden Anwachsen der Übergangswahrscheinlichkeit in die 3S_1 , F=I-Komponente führt. Das ist mit einem entsprechenden Rückgang der Übergangswahrscheinlichkeit für den 1S_0 -Zustand verbunden, die Summe beider Signale bleibt hierbei konstant. Im Bereich n = 115 werden etwa gleiche Intensitäten für beide HFS-Komponenten erwartet und für $n \rightarrow \infty$ sollte sich das Intensitätsverhältnis dem Wert 4:5 des Ionendoublets annähern.

Für Sr wird die erwartete Frequenzverschiebung der F=I-Komponenten, die durch die Gleichungen 9.6 gegeben sind, sowie der qualitative Verlauf der Intensitäten bis n = 85 durch frühere Arbeiten /84,7,85/ bestätigt. Daneben liegen entsprechende Untersuchungen für Ca bis n=21 und für Ba im Bereich von n=11 bis n=50 vor /7,8/.

9.1 HFS-induzierte n/n' -Zustandsmischung

Der Einsatz der thermionischen Ringdiode (s. Kap. 8.) gestattet eine Untersuchung der Hyperfeinstruktur des ^{87}Sr auch oberhalb der bislang erreichten Grenze bis hin zu Hauptquantenzahlen von $n=150$. In diesem Bereich verringert sich die Bindungsenergie des Rydbergelektrons im Coulomb-Zentralfeld des Atoms soweit, daß die Abstände der Rydbergeigenzustände bereits so gering sind, daß sie die Größe der Hyperfeinstrukturaufspaltung erreichen. Als Folge werden in den $5sns$ - und $5snd$ -Rydbergserien von Sr Wechselwirkungen zwischen Zuständen mit gleichem Gesamtdrehimpuls F aber unterschiedlicher Hauptquantenzahl beobachtet /86/. Ähnliche Effekte dürften auch in anderen Systemen mit mehreren Valenzelektronen beobachtbar sein.

Wie durch eine Ableitung der Rydbergformel sofort ersichtlich wird, verringern sich die Abstände von Zuständen mit benachbarten Hauptquantenzahlen $\sim 1/n^3$. Im Falle der $5sns$ -Serie wird für $n=113$ die erste Kreuzung der $F=9/2$ -Komponenten benachbarter Hauptquantenzahlen erwartet. Während unterhalb $n=100$ der Frequenzverlauf durch Gl.9.6 beschrieben werden kann und die Intensitäten dem Verlauf in Abb. 9.2 folgen, werden oberhalb $n=100$ bereits deutliche Abweichungen erkennbar. Abb. 9.3 zeigt ein Spektrum der $5sns$ - und $5snd$ -Zustände im Bereich $n=105, 106, 107$. Die geraden Isotope sind durch ihre Massenzahl gekennzeichnet (die Signalmaxima sind teilweise außerhalb des Meßbereichs), während die HFS-Komponenten des ^{87}Sr mit einem Stern markiert sind. Die benach-

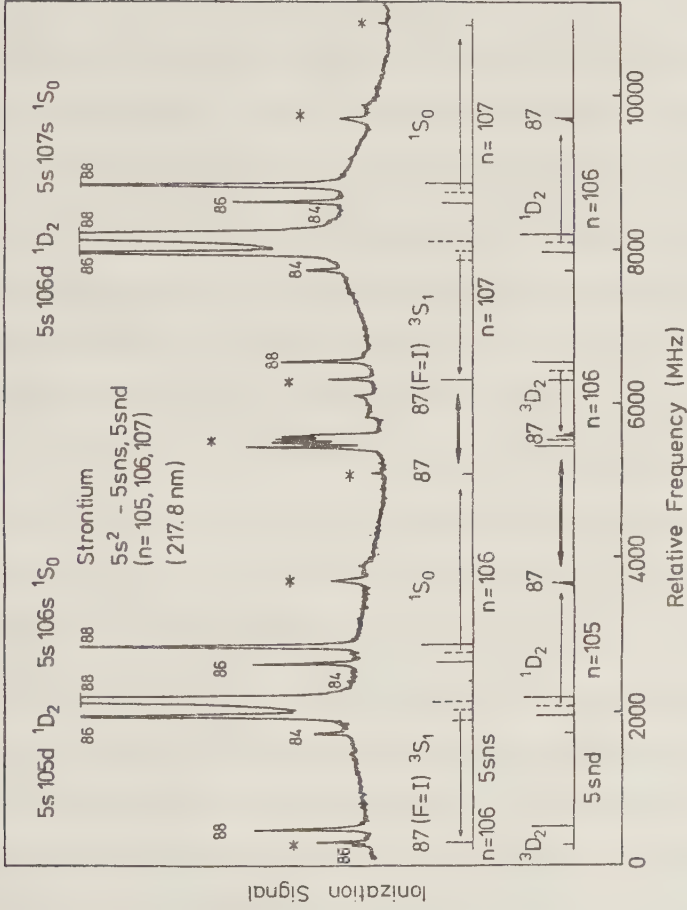


Abb. 9.3: Zweiphotonen-Anregungsspektrum der $5sns$ - und $5snd$ -Rydbergzustände im Bereich $105 \leq n \leq 107$

barten Signale der S- und D-Zustände der geraden Isotope gehören wegen der unterschiedlichen Quantendefekte (Tab. A.2.8) zu verschiedenen Hauptquantenzahlen. Die HFS-induzierten Wechselwirkungen sind im unteren Teil der Abb. 9.3 schematisch verdeutlicht. Hier ist die Energieverschiebung der F=I-Komponenten der 1S_0 - und 3S_1 -Zustände, die innerhalb einer isolierten Konfiguration auftritt (Gl. 9.6), durch schwach gedruckte Pfeile gekennzeichnet. Die fiktiven Schwerpunkte der ungestörten HFS-Multipletts sind durch gestrichelte Linien dargestellt. Ebenfalls mit gestrichelten Linien sind die Lagen der Isotope ^{86}Sr und ^{88}Sr des 3S_1 -Zustands eingezeichnet, für die wegen fehlender Singulett-Beimischung (Kap. 4) das Interkombinationsverbot streng gültig ist.

Die beobachtete Abweichung der Frequenzlagen der F=I-Komponenten der Zustände 1S_0 , $n=106$ bzw. 3S_1 , $n=107$ von dem Ergebnis Gl.9.6 äußert sich in einer symmetrischen Abstoßung beider HFS-Komponenten, die durch einen fett gedruckten Pfeil in Abb. 9.3 symbolisiert wird. Das Intensitätsverhältnis beider Komponenten unterscheidet sich bereits wesentlich von dem in Abb. 9.2 erwarteten Wert.

Bei der weitergehenden Untersuchung höherer Hauptquantenzahlen wird deutlich, daß die erwartete Kreuzung der F=I-Komponenten benachbarter Hauptquantenzahlen als "avoided crossing" auftritt. Derartige Effekte als Wechselwirkung zwischen Rydbergzuständen mit unterschiedlicher Hauptquantenzahl wurden bisher bereits bei der Applikation äußerer

Felder beobachtet /87,61/.

In Abb. 9.4 ist der Verlauf der $F=I$ -Komponenten im Bereich $100 < n < 125$ dargestellt. Zusätzlich eingezeichnet ist der Verlauf, der sich ohne jede Hyperfeinwechselwirkung ergeben würde ($I=0$), sowie als gestrichelte Kurven die erwartete Kreuzung ohne zusätzliche Wechselwirkungen zwischen den Nachbarkonfigurationen. Zwischen den Hauptquantenzahlen $109 < n < 119$ wird die 1S_0 -Komponente durch das 1D_2 -HFS-Multiplett überlagert, so daß nur die $F=I$ -Komponente des 3S_1 -Zustands vermessen werden konnte.

Im vorliegenden Fall kann ausgeschlossen werden, daß elektrische Restfelder, die durch den thermionischen Nachweis auftreten, das beobachtete "avoided crossing" hervorrufen. Die Restfelder wurden durch verschiedene Maßnahmen minimiert (s. Kap. 8.2), so daß die verbleibenden Frequenzverschiebungen auf < 20 MHz abgeschätzt werden können. Das beobachtete "avoided crossing" muß daher als HFS-induzierte Wechselwirkung zwischen benachbarten Rydbergzuständen angesehen werden.

Bei der Beschreibung der auftretenden HFS-induzierten n/n' -Zustandsmischung wird von folgenden Annahmen ausgegangen:

Die betrachteten atomaren Zustände können weiterhin als Produkt zweier Einteilchenwellenfunktionen beschrieben werden. Die erste Wellenfunktion beschreibt das innere $5s$ -Corelektron, durch dessen Fermi-Kontaktbeitrag die Hyperfeinwechselwirkung des Atoms bestimmt wird. Die zweite Wellenfunktion beschreibt das Rydbergelektron, wobei der Radialteil in Coulomb-Approximation (s. Kap. 3.) darstellbar ist.

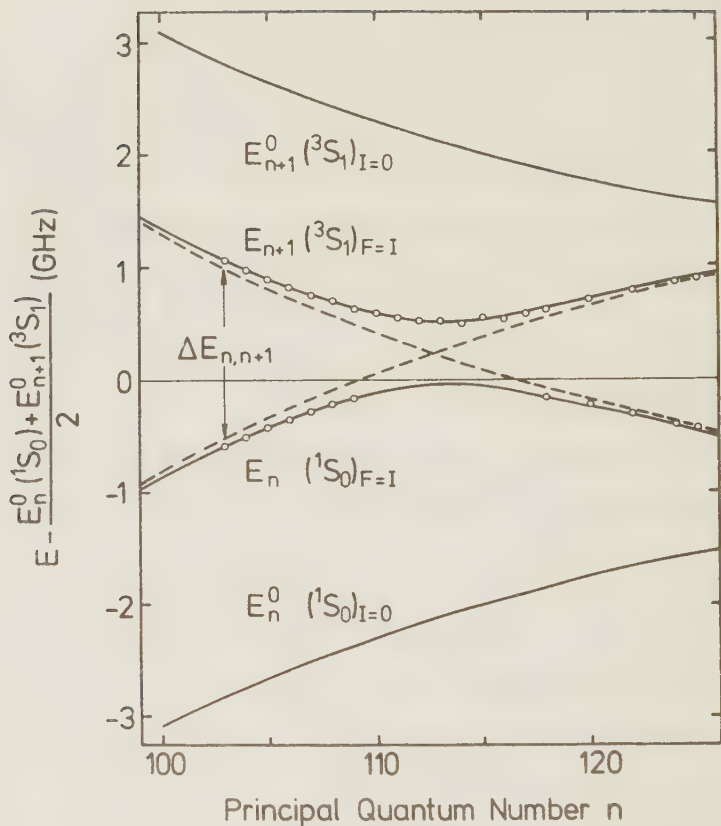


Abb. 9.4: Gegenüberstellung der theoretischen und experimentellen Energielagen im Bereich des "avoided crossing" der $F=I$ -Komponenten der Zustände $1S_0(n)$ und $3S_1(n+1)$. Zusätzlich eingezeichnet sind die erwarteten Verläufe ohne Zustandsmischung der Nachbarkonfigurationen (gestrichelte Kurven), sowie die ungestörten Energielagen E^0 bei Vernachlässigung sämtlicher Hyperfeinwechselwirkungen.

Der Überlapp mit der Corewellenfunktion ist gering und skaliert $\sim 1/n^3$. Die HFS-induzierte Wechselwirkung innerhalb einer Konfiguration wird zusätzlich als Coreeffekt berücksichtigt, vergleichbar mit der "isolated core excitation" (ICE) /88,62/, bei der die Änderung der Corewellenfunktion zu einer entsprechenden Beeinflussung der Radialwellenfunktion des Rydbergelektrons führt. Eine derartige Beeinflussung wird durch entsprechende Wahl des Quantendefekts berücksichtigt.

Bei der Beschreibung der HFS-induzierten n/n' -Zustandsmischung werden die Zustände $\langle^1S_0, n, F|$ und $\langle^3S_1, n+1, F|$ als Linearkombinationen der Basisfunktionen Gl.9.7 dargestellt:

$$|^1S_0, n, F\rangle^* = a|^1S_0, n, F\rangle - b|^3S_1, n+1, F\rangle \quad (9.8a-c)$$

$$|^3S_1, n+1, F\rangle^* = a|^3S_1, n+1, F\rangle + b|^1S_0, n, F\rangle$$

mit der Normierungsbedingung $a^2 + b^2 = 1$.

Zur Lösung des Eigenwertproblems für den Hamiltonoperator Gl.5.9 werden die Wellenfunktionen in Winkel- und Radialteil separiert. Der HFS-Operator wirkt nur auf den Winkelanteil, so daß für die nichtdiagonalen Matrixelemente, welche die Konfigurationen mit den Hauptquantenzahlen n und $n+1$ verbinden, geschrieben werden kann

$$\langle^1S_0, n, F|W|^3S_1, n+1, F\rangle = \langle^1S_0, F|W|^3S_1, F\rangle \langle n^* | (n+1)^* \rangle$$

wobei n^* und $(n+1)^*$ effektiv-Quantenzahlen (Gl. 3.1) für die 1S_0 - bzw. 3S_1 -Komponenten sind. Das reduzierte Matricelement $\langle ^1S_{0,F} | W | ^3S_{1,F} \rangle$ ist wiederum durch die Gleichung 5.12c gegeben. Die Eigenwerte $\hat{E}$ ergeben sich aus der Sekulargleichung

$$\det(B_{ik}) = 0 \quad (9.10a)$$

mit

$$B_{11} = \langle ^1S_{0,n,F} | W | ^1S_{0,n,F} \rangle - \hat{E} = \hat{E}_1^n - \hat{E} \quad (9.10b-d)$$

$$B_{22} = \langle ^3S_{1,n+1,F} | W | ^3S_{1,n+1,F} \rangle - \hat{E} = \hat{E}_3^{n+1} - \hat{E}$$

$$B_{12} = B_{21} = \langle n^* | (n+1)^* \rangle [(\alpha_n \alpha_{n+1} - \beta_n \beta_{n+1}) \langle ^1S_{0,F} | W | ^3S_{1,F} \rangle$$

$$- \alpha_{n+1} \beta_n \langle ^3S_{1,F} | W | ^3S_{1,F} \rangle]$$

$$= \langle n^* | (n+1)^* \rangle [(\alpha_n \alpha_{n+1} - \beta_n \beta_{n+1}) (I^2 + I)^{1/2} + \alpha_{n+1} \beta_n] a_s/2$$

Die Größen $\hat{E}$ sind die Eigenwerte für die Diagonalisierung unter Berücksichtigung der HFS-induzierten Zustandsmischungen innerhalb der FS des Rydbergzustands der Hauptquantenzahl n bzw. $n+1$ (Gl. 9.6) und die Koeffizienten α, β sind die entsprechenden Mischungsparameter (Gl. 9.7). Für die Eigenwerte gilt damit:

$$\hat{E}_{1,3} = (\hat{E}_1^n + \hat{E}_3^{n+1})/2 \pm [(\hat{E}_1^n - \hat{E}_3^{n+1})^2/4 + B_{12}^2]^{1/2} \quad (9.11)$$

Die Berechnung des Überlappintegrals für die Radialwellen-

funktionen $\langle n^* | (n+1)^* \rangle$ führt bei hohen Hauptquantenzahlen aber niedrigem Bahndrehimpuls zu rechentechnischen Schwierigkeiten, wenn die exakte Lösung für die Coulomb-Approximation (Gl. 3.3) verwendet wird. Im vorliegenden Fall konnte auf eine geschlossene Näherungslösung zurückgegriffen werden, die von Bhatti, Cromer und Cooke im Bereich der ICE angewendet wurde /62/:

$$\langle n^* | (n+1)^* \rangle = - \frac{2 [n^* (n+1)^*]^{1/2}}{n^* + (n+1)^*} \frac{\sin \pi [(n+1)^* - n^*]}{\pi [(n+1)^* - n^*]} \quad (9.12)$$

Dies Ergebnis wird bei Vernachlässigung des Zentripetalterms in der radialen Schrödingergleichung erhalten.

Zur Ermittlung der gestörten Energielagen wurde der Quanten-defekt für den ungestörten HFS-Schwerpunkt des 3S_1 -Zustands aus den bekannten HFS-induzierten Frequenzverschiebungen innerhalb einer Hauptquantenzahl berechnet. Dies ist möglich, da die Frequenzlagen der beiden F=I-Komponenten, sowie die Frequenzlagen der Isotope mit gerader Massenzahl des 1S_0 -Zustands bekannt sind. Für alle höheren Hauptquantenzahlen wurde der ermittelte Quantendefekt als konstante Größe zur Berechnung des ungestörten 3S_1 -Schwerpunkts mit Hilfe der Rydbergformel herangezogen.

Die aus der Messung nicht ersichtliche Isotopieverschiebung der Isotope $^{87}\text{Sr}/^{88}\text{Sr}$ wurde als Fitparameter angesetzt. Dies erscheint zulässig, da die Variation der Isotopieverschiebung eine gleichgerichtete Verschiebung sämtlicher Frequenzlagen bewirkt, während die HFS-induzierten Wechselwirkungen bezogen

auf den Kreuzungspunkt zu einer symmetrischen Beeinflussung führt. Die so für den betrachteten Bereich ($100 < n < 125$) indirekt erhaltene Isotopieverschiebung $ISV(87,88) = 92(6)$ MHz ist in Übereinstimmung mit Ergebnissen, die für niedrigere Hauptquantenzahlen erhalten wurden.

Die berechneten Energielagen sind in Abb. 9.4 als durchgezogene Kurven dargestellt und zeigen sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Eine leichte Abweichung oberhalb des Kreuzungspunktes kann bereits auf die Wechselwirkung von Zuständen mit $\Delta n=2$ zurückgeführt werden, deren Abstand bei $n=125$ etwa 3.5 GHz beträgt.

Eine weitere Unterstützung für die bei der Beschreibung des "avoided crossing" gemachten Annahmen ergibt sich bei der Betrachtung der Intensitätsverhältnisse. Ohne Wechselwirkung mit den benachbarten Rydbergniveaus werden für die F=I-Komponenten der 1S_0 - und 3S_1 -Zustände am Kreuzungspunkt $n=113$ etwa gleiche Übergangswahrscheinlichkeiten erwartet, da die Wellenfunktionen beider Zustände etwa gleiche Singulett-Anteile besitzen (Abb. 9.2). Im Experiment wird jedoch zwischen $n=100$ und $n=113$ eine drastische Änderung des Intensitätsverhältnisses zugunsten der 3S_1 -Komponente beobachtet (Abb. 9.3). Das Intensitätsverhältnis am Kreuzungspunkt ist invers zu dem Verhältnis bei niedrigen Hauptquantenzahlen, wo der Beitrag der HFS-induzierten Singulett-Triplett-Mischung klein ist und die 3S_1 -Komponente trägt im wesentlichen Singulett-Charakter. Ab $n=113$ verliert die 3S_1 -Komponente wieder an Intensität und bei $n=125$ ergibt sich ein Singulett/Triplett-Intensi-

tätsverhältnis von ca. 0.7. Die experimentellen Intensitäten im Bereich des "avoided crossing" sind in qualitativer Übereinstimmung mit den Werten für die Entwicklungskoeffizienten der Eigenfunktionen in Gl. 9.8.

Das Intensitätsmaximum für die 3S_1 -Komponente am Kreuzungspunkt ergibt sich aus der speziellen Form der Linearkombinationen der Basisfunktionen (Gl. 9.8) und der Tatsache, daß die Basisfunktionen nahezu gleiche Singulett-Anteile besitzen.

10. Rydbergserie $5s^2 \rightarrow 5snd$

HFS-Untersuchungen an der $5snd$ -Rydbergserie wurden bei Hauptquantenzahlen im Bereich $55 \leq n \leq 150$ durchgeführt. Im Gegensatz zur $5sns$ -Rydbergserie, bei der die Feinstrukturzustände kopplungsunabhängig sind, ist für die Beschreibung der Fein- und Hyperfeinstruktur der $5snd$ -Serie eine mittlere Kopplung (Kap. 4) zu wählen. Für die Zustände 1D_2 und 3D_2 ist eine entsprechende Singulett-Triplett-Mischung zu berücksichtigen, während die Zustände 3D_1 und 3D_3 kopplungsunabhängig sind. Für den 3D_2 -Zustand werden auf Grund der Singulett-Beimischung Übergänge aus dem $5s^2 \ ^1S_0$ -Grundzustand möglich. Der Beimischungskoeffizient läßt sich entweder aus dem Intensitätsverhältnis der Isotope mit $I = 0$ in beiden Zuständen oder aus den HFS-Daten für das Isotop ^{87}Sr ermitteln. Aus dem Intensitätsverhältnis (Gl. 4.4) wurde für $n \geq 55$ ein Wert $\beta^2 = 0.017(3)$ erhalten. Im Rahmen der Intensitätsmeßgenauigkeit wurde im angegebenen Bereich keine Abhängigkeit von der Hauptquantenzahl gefunden. Wie aus HFS-Daten abgeleitet werden kann, besitzt der Beimischungskoeffizient β ein negatives Vorzeichen. Für die Isotope mit $I = 0$ werden keine Übergänge in die Niveaus 3D_1 und 3D_3 beobachtet, während für das ^{87}Sr durch HFS-induzierte Beimischungen einzelne HFS-Niveaus angeregt werden können.

Die Hyperfeinstruktur eines $5snd$ -Zustands gegebener Hauptquantenzahl besteht aus insgesamt 20 HFS-Niveaus, die im Grenzfall $n \rightarrow \infty$, wie im Falle der $5sns$ -Serie, in das HFS-Dublett des $^2S_{1/2}$ -Ionengrundzustands konvergieren. Die

Dublettaufspaltung kann den Gleichungen 9.1a,b entnommen werden. In folgender Tabelle ist die Zuordnung der einzelnen HFS-Niveaus zu den beiden Ionisationsenergien angegeben. Bei Konvergenz in die obere Ionisationsgrenze mit einem Gesamtdrehimpuls $F = 4$ des Ionengrundzustands sind die F-Quantenzahlen mit "+" gekennzeichnet, bei Konvergenz in den $F = 5$ Ionenzustand entsprechend mit "-". Die Reihenfolge der HFS-Zustände in Tab. 9.1 entspricht der energetischen Abfolge im Bereich niedriger Hauptquantenzahlen (jedoch oberhalb der FS-Kreuzung bei $n=19$). Die A-Faktoren besitzen hier ein positives Vorzeichen für die Zustände 1D_2 und 3D_1 , dagegen ein negatives Vorzeichen für die Zustände 3D_2 und 3D_3 .

Term	Gesamtdrehimpuls F
1D_2	13/2+, 11/2+, 9/2+, 7/2+, 5/2+
3D_3	3/2+, 5/2+, 7/2+, 9/2+, 11/2+, 13/2-, 15/2-
3D_2	5/2-, 7/2-, 9/2-, 11/2-, 13/2-
3D_1	11/2-, 9/2-, 7/2-

Tab. 9.1: Konvergenz der HFS-Komponenten in die Ionenzustände

Die quantitative Beschreibung der Hyperfeinstruktur erfolgt nach den in Kap. 5 dargelegten Grundlagen. Die prinzipiellen Gesichtspunkte bei der Beschreibung der 5sns-Serie sind dabei sinngemäß auf die 5snd-Serie übertragbar. Die mit wachsender

Hauptquantenzahl zunehmenden HFS-induzierten Wechselwirkungen beschränken sich auf Zustände mit gleichem Gesamtdrehimpuls F , wobei jedoch sämtliche Feinstrukturterme zu berücksichtigen sind.

Die Komponenten $F = 3/2$ und $F = 15/2$ des 3D_3 -Zustandes besitzen keine Wechselwirkungspartner in anderen Feinstrukturzuständen. Ihre Frequenzlagen bleiben damit durch die Gleichungen 5.6 bestimmt und konvergieren ungestört in die obere bzw. untere Ionisationsgrenze. Da der 3D_3 -Zustand außerdem kopplungsunabhängig ist, bleibt die Aufspaltung für beide Komponenten in Bezug auf den fiktiven Schwerpunkt ($I=0$) des HFS-Multipletts für alle Hauptquantenzahlen konstant und ist identisch mit den Aufspaltungswerten der Ionisationsgrenzen. Auf Grund fehlender HFS-induzierter Effekte und fehlender FS-bedingter Singulett-Beimischungen gilt für beide Komponenten das Interkombinationsverbot streng.

Die Berechnung der übrigen Energielagen erfordert die Diagonalisierung je einer 4×4 -Matrix (Gln. 5.12) für jeden HFS-Zustand mit den Basiszuständen

$$\langle ^1D_2, F |, \quad \langle ^3D_3, F |, \quad \langle ^3D_2, F |, \quad \langle ^3D_1, F |.$$

Jede Eigenfunktion wird als Linearkombination der vier Basiszustände dargestellt. Zur Ermittlung des für die einzelnen HFS-Komponenten erwarteten Frequenzverlaufs wurden entsprechende Diagonalisierungen für Hauptquantenzahlen im Bereich $35 < n < 150$ durchgeführt, wobei Quantendefekte für die 3D_3 -

und 3D_1 -Zustände aus PulsLasermessungen /78/ herangezogen wurden. Die damit erhaltenen Energielagen sind in den Abb. 10.1 bis 10.3 dargestellt. Zusätzlich sind die Schwerpunkte der ungestörten HFS-Multipletts als durchgezogene Kurve eingezeichnet.

Durch die HFS-induzierte Wechselwirkung werden die Multipletts der 3D -Zustände, in Bezug auf den ungestörten Verlauf, zu tieferen Energien, das 1D_2 -Multiplett zu höheren Energien verschoben (Abstoßung). Die Aufspaltung des 3D_2 -Multipletts unter Ausschluß der $F = 13/2$ Komponente ist gering und in den Abb. 10.1,2,3 teilweise nicht aufgelöst. Mit wachsender Hauptquantenzahl verringert sich der Abstand der benachbarten 3D_1 - und 3D_3 -Niveaus, wodurch eine Inversion des 3D_2 -Multipletts (unter Ausschluß $F = 13/2$) hervorgerufen wird.

Ein besonderes Verhalten zeigen die $F = 13/2$ -Komponenten der 3D_3 - und 3D_2 -Zustände, deren Verlauf zur Verdeutlichung gestrichelt dargestellt ist. Wie in Abb. 10.2 ersichtlich wird, spaltet sich die $13/2$ -Komponente des 3D_3 -Zustands wie die $15/2$ -Komponente mit wachsender Hauptquantenzahl vom 3D_3 -Multiplett ab und wird bis in das 3D_2 -Multiplett verschoben. Die $13/2$ -Komponente des 3D_2 -Zustands zeigt eine entsprechende Verschiebung zu niedrigen Energien. In Abb. 10.3 ist deutlich die Konvergenz der HFS-Komponenten in das $^2S_{1/2}$ -Ionendublett erkennbar.

Zweiphotonen-Anregungsspektren bei Hauptquantenzahlen $n = 55$ und $n = 62$, die unter Einsatz des FOL-System erhalten wurden, sind in den Abb. 10.4 und 10.5 dargestellt. Um eine gemein-

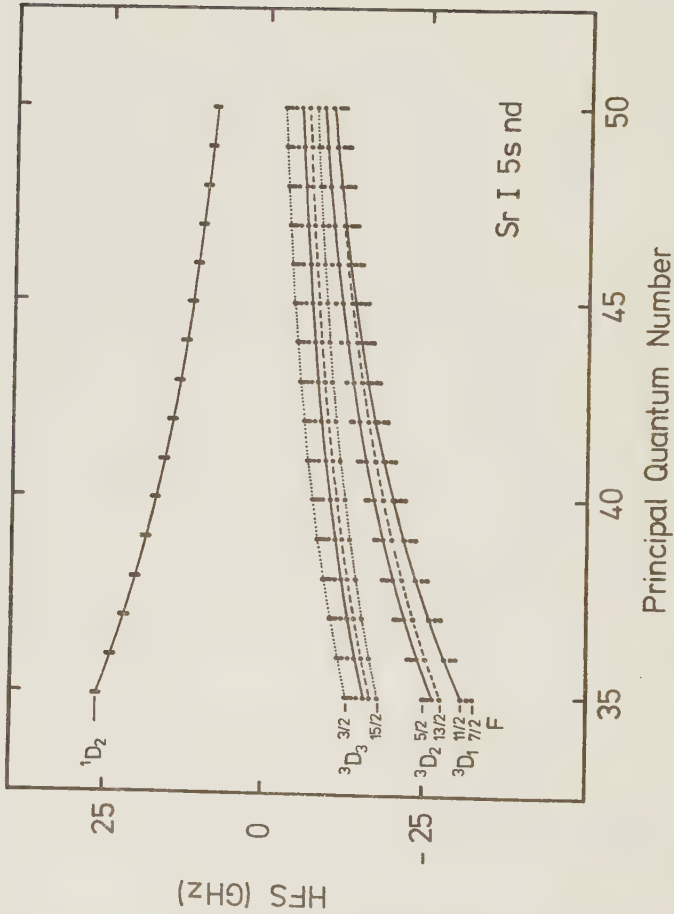


Abb. 10.1: Berechnete HFS-Energien unter Berücksichtigung HFS-induzierter Zustandsmischungen innerhalb der Feinstruktur (durchgezogene Kurven: ungestörte HFS-Schwerpunkte, punktierte Kurven: $F=3/2$, $15/2$ ohne HFS-induzierte Zustandsmischungen, gestrichelte Kurven: $F=13/2$ -Komponenten der Niveaus $3D_3$, $3D_2$; Energiebezug: $|E_n(1D_2, I=0) + E_n(3D_2, I=0)|/2$)

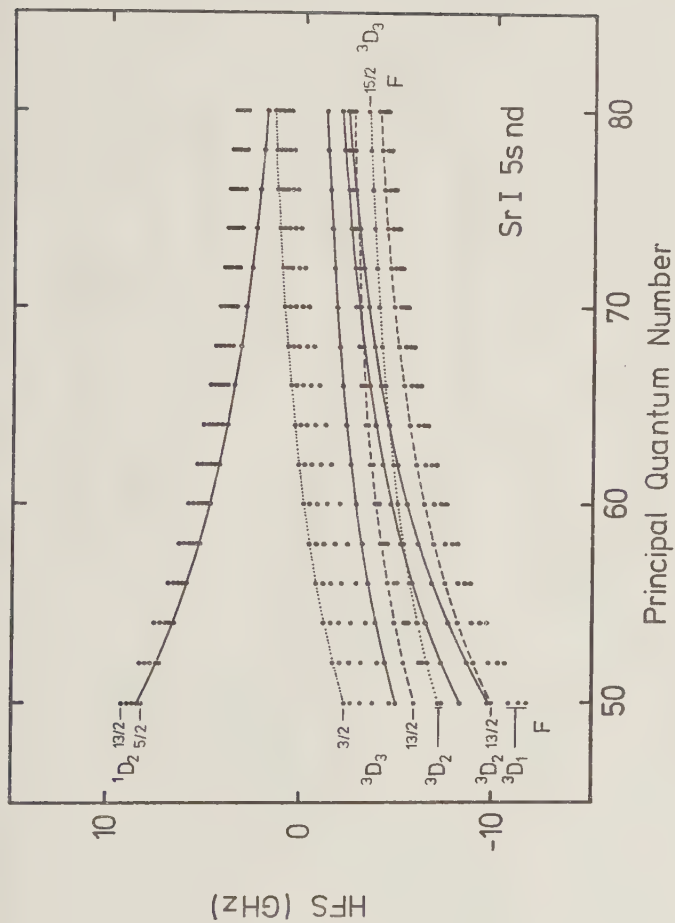


Abb. 10.2: Berechnete HFS-Energien unter Berücksichtigung HFS-induzierter Zustandsmischungen innerhalb der Feinstruktur

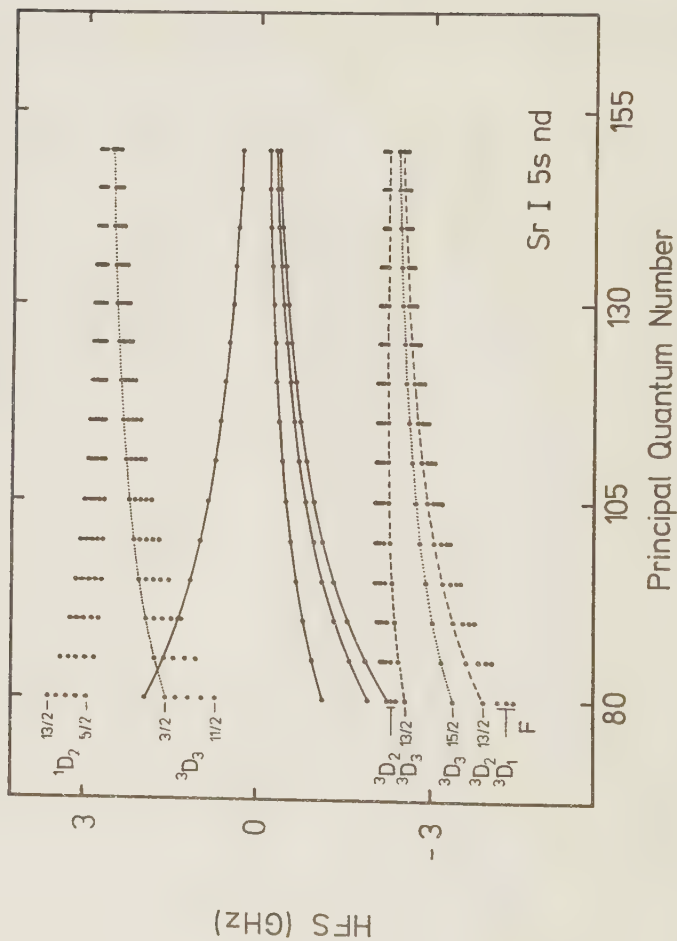


Abb. 10.3: Berechnete HFS-Energien unter Berücksichtigung HFS-induzierter Zustandsmischungen innerhalb der Feinstruktur

same Darstellung der Singulett- und Triplett-Zustände zu ermöglichen, wurde die Frequenzachse unterbrochen eingezeichnet (Abstand der 1D_2 - und 3D_2 -Schwerpunkte: 13.08 GHz, $n=55$). Die HFS-induzierte Wechselwirkung zwischen den Feinstrukturzuständen führt zu Singulett-Beimischungen in die HFS-Zustände der 3D_3 - und 3D_1 -Niveaus. Damit wurde es trotz der Anregung aus dem 1S_0 -Grundzustand möglich, die Frequenzlagen der HFS-Komponenten $F = 5/2$ bis $F = 13/2$ des 3D_3 -Zustands zu vermessen. Die Lage der 5/2-Komponente ($n=55$) wurde durch Einsatz der "time averaging"-Technik bestimmt (Abb. 10.6). Die 13/2- 3D_3 -Komponente besitzt im Vergleich zu den übrigen Komponenten des Multipletts eine wesentlich stärkere Singulett-Beimischung. Die erwähnte Annäherung an das 3D_2 -Multiplett ist in Abb. 10.4 deutlich erkennbar. Abb. 10.7 zeigt eine gestreckte Darstellung des 5s62d 3D_2 -Multipletts. Nach erfolgreicher Kreuzung der 3D_2 -Komponenten $F = 11/2, 9/2, 7/2$ befindet sich die 13/2- 3D_3 -Komponente auf der Flanke des $F = 5/2$ 3D_2 -Signals. Die Singulett-Beimischungen der drei HFS-Komponenten des 3D_1 -Zustands sind nach dem Ergebnis der durchgeführten Diagonalisierung $< 0.3 \%$ (bezogen auf die zugehörige Singulett-HFS-Komponente bei $n=55, 62$) und waren wie die 13/2- 3D_2 -Komponente einer Messung nicht zugänglich.

Abb. 10.8 zeigt eine schematische Gegenüberstellung der experimentellen Daten mit den Ergebnissen der Diagonalisierung (Tab. A.2.2). Vorgegeben wurde der in Kap. 9 angegebene Wert für a_s . Zur Festlegung der ungestörten Schwerpunkte der 1D_2 - und 3D_2 -Multipletts wurde die Isotopieverschiebung $ISV(A=87, 88) = 92$ MHz aus den Messungen für die 5sns-Serie übernommen.

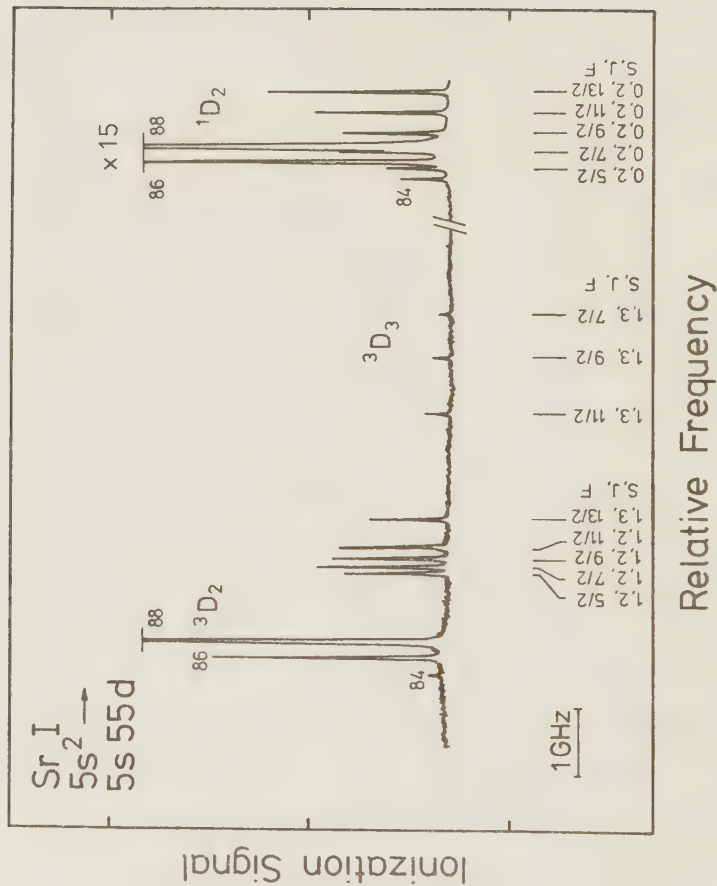


Abb. 10.4: Zweiphotonen-Anregungsspektrum 5s², ¹S₀ → 5s55d ¹D₂, ³D₂, ³D₃
(Frequenzachse unterbrochen eingezeichnet)

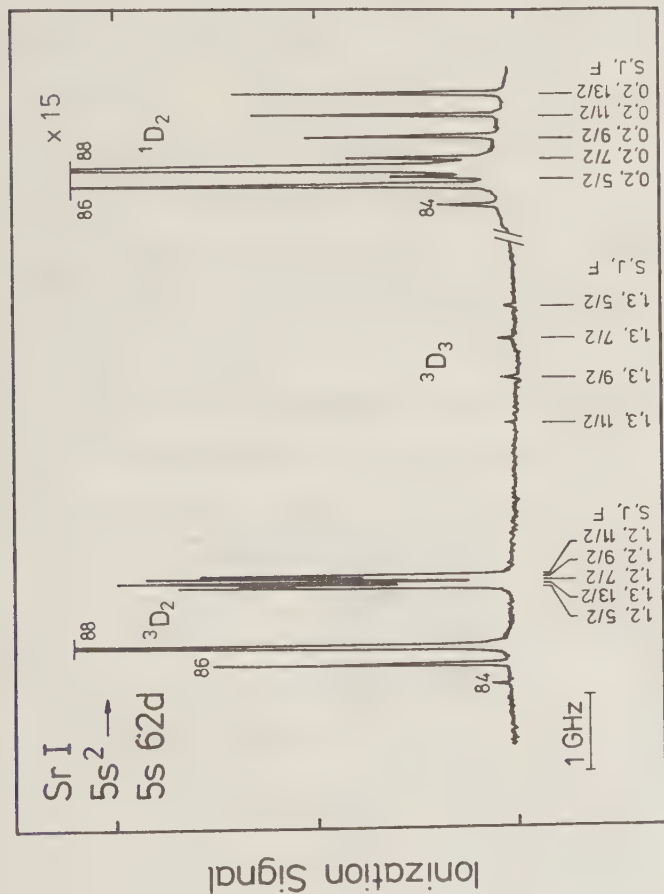


Abb. 10.5: Zweiphotonen-Anregungsspektrum $5s^2\ ^1S_0 \rightarrow 5s62d\ ^1D_2, ^3D_2, ^3D_3$
 (Frequenzachse unterbrochen eingezeichnet)

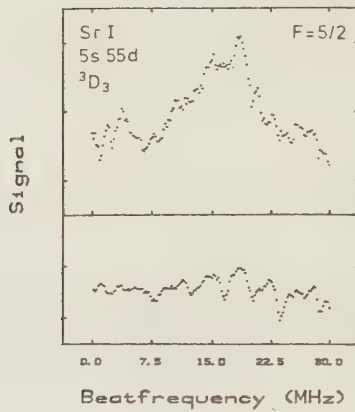


Abb. 10.6: Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnisses durch computergesteuertes Mitteln ("time-averaging").

Unten: einzelner Meßdurchlauf

Oben: 20 gemittelte Meßdurchläufe

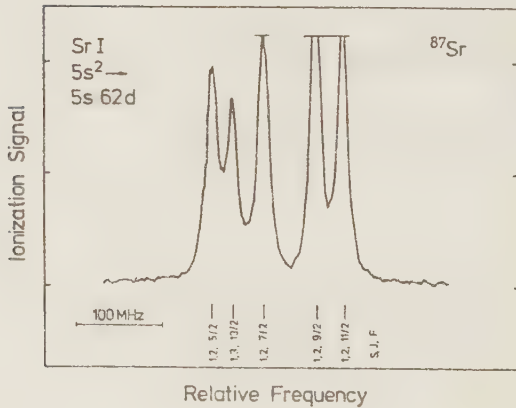


Abb. 10.7: 5s62d, 3D_2 -HFS-Multiplett ($F=5/2, 7/2, 9/2, 11/2$) mit 3D_3 , $F=13/2$ -Komponente

Dies ist zulässig, da die Beiträge des Volumeneffekts und des spezifischen Masseneffekts weitgehend durch den $5s^2$ -Grundzustand bestimmt werden und unabhängig vom Zustand des nl -Rydbergelektrons sind. Die Variation des normalen Masseneffekts ist im betrachteten Energiebereich vernachlässigbar.

Zur Anpassung der Resultate der Diagonalisierung wurden folgende Parameter variiert:

- a) Beimischungskoeffizient β (bzw. c_1, c_2 , Gl. 4.3)
- b) Frequenzlage des ungestörten 3D_3 -Schwerpunkts
- c) Frequenzlage des ungestörten 3D_1 -Schwerpunkts

Als Anpassungskriterium diente nicht das Minimum der quadratischen Abweichungen, sondern es wurden im einzelnen folgende Kriterien gewählt:

- zu a) Während im Gegensatz zum 3D_2 -Multiplett die Aufspaltung des 1D_2 -Multipletts nur sehr geringfügig durch die Wahl der 3D_3 - und 3D_1 -Schwerpunkte beeinflusst wird, ist die Größe der Aufspaltung empfindlich von der FS-Beimischung β^2 abhängig. Die 1D_2 -Aufspaltungsgröße ist damit ein geeignetes Anpassungskriterium zur Ermittlung von β^2 . Für beide Hauptquantenzahlen ($n=55,62$) wurde auf diese Weise eine Beimischung von $\beta^2 = 1.96 \%$ erhalten, die in Übereinstimmung mit dem aus den Intensitäten abgeleiteten Wert ist.
- zu b) Durch Variation der ungestörten Schwerpunkte des 3D_3 -Multipletts wurde die Frequenzlage der $F = 5/2$ -Komponente angepaßt. Wegen des fehlenden Wechselwirkungspartners

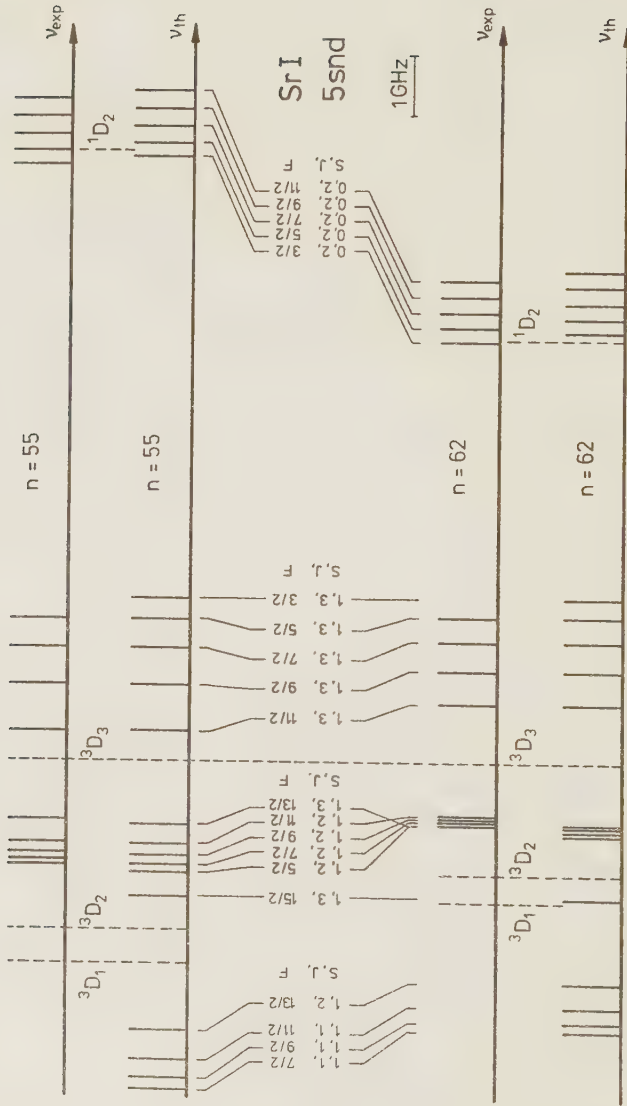


Abb. 10.8: Schematische Gegenüberstellung der experimentellen und theoretischen Energielagen für die Konfigurationen 5s55d und 5s62d

im 3D_1 -Multipllett ist die berechnete Lage der 5/2-Komponente weitgehend unabhängig von der Wahl des 3D_1 -Schwerpunktes.

zu c) Der 3D_1 -Schwerpunkt wurde variiert, um die Frequenzlagen der entsprechenden Wechselwirkungspartner $F = 7/2$
9/2, 11/2 im 3D_3 -Zustand anzupassen.

Das Ergebnis einer Gegenüberstellung der so erhaltenen theoretischen Lagen mit den experimentellen Daten kann folgendermaßen zusammengefaßt werden: Für die 3D_3 -Komponenten $F=5/2, 7/2$
9/2, 11/2, die nur geringe Singulett-Beimischungen zeigen und daher vermutlich durch die Nachbarkonfiguration mit der Hauptquantenzahl $n' = n-1$ wenig beeinflußt werden, ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung. Die Abweichungen sind für beide Hauptquantenzahlen < 7 MHz und liegen damit im Bereich der Fitgenauigkeit für die Bestimmung der Übergangsfrequenzen aus den Spektren (Lorentzfits). Die so erhaltenen Quantendefekte für die ungestörten 3D_1 - und 3D_3 -Schwerpunkte sind in Tab. A.2.8 angegeben.

Für die 1D_2 - und 3D_2 -Zustände ergeben sich mit wachsender Hauptquantenzahl zunehmende Abweichungen, die auf den Einfluß der Nachbarkonfigurationen zurückzuführen sind. So wird eine Abstoßung des 1D_2 -Multipletts durch die 3D -Niveaus der Konfiguration mit $n' = n+1$ beobachtet. Dies äußert sich darin, daß im Experiment sämtliche Komponenten des 1D_2 -Multipletts um ca. 118 MHz ($n=55$) bzw. 160 MHz ($n=62$) zu niedrigen Energien verschoben beobachtet werden. Die Frequenzintervalle innerhalb des 1D_2 -Multipletts bleiben dabei unverändert. Die

Frequenzverschiebung entspricht der im Fall der 5sns-Serie beobachteten Tendenz der Abstoßung der Singulett- und Triplett-Niveaus benachbarter Rydbergzustände, die auch im Falle der 5snd-Serie zu einem "avoided crossing" oberhalb $n=100$ führt. Das 3D_2 -Multiplett erscheint im Experiment durch die Wechselwirkung mit der 1D_2 -Hyperfeinstruktur der Konfiguration $n'=n-1$ entsprechend zu höheren Energien verschoben, wobei wegen der Nachbarschaft der 3D_3 - und 3D_1 -Niveaus zusätzliche Abweichungen in den Frequenzintervallen des Multipletts auftreten. Das "avoided crossing" der 1D - und 3D -Hyperfeinstrukturen benachbarter Rydbergzustände wird in Analogie zur 5sns-Serie im Bereich $100 < n < 150$ beobachtet. Ein Spektrum der Konfigurationen 5s 105d und 5s 106d mit einer schematisierten Darstellung der auftretenden Wechselwirkungen wurde in Abb. 9.3 gezeigt. Mit zunehmender Hauptquantenzahl führt die Abstoßung der HFS-Komponenten der 1D_2 - und 3D -Zustände mit gleichem Gesamtdrehimpuls zu einer zunehmenden Entartung des 3D_2 -Multipletts. Diese ist im Zentrum des "avoided crossing" bei $n=112$ im Rahmen der Meßgenauigkeit vollständig (Abb. 10.9). In vollständiger Analogie zur 5sns-Serie ist die mit wachsender Hauptquantenzahl erfolgende Annäherung an das Zentrum des "avoided crossing" mit einem Anstieg der 3D_2 -Signalintensität verbunden, während sich die Intensität des 1D_2 -Multipletts zunehmend verringert. Im Bereich $n > 112$ nähert sich das Singulett/Triplett-Intensitätsverhältnis wieder dem ursprünglichen Wert (Abb. 10.9). Die Intensitätsänderung muß ebenfalls als Folge veränderter Singulett-Anteile der entsprechenden Wellenfunktionen interpretiert werden.

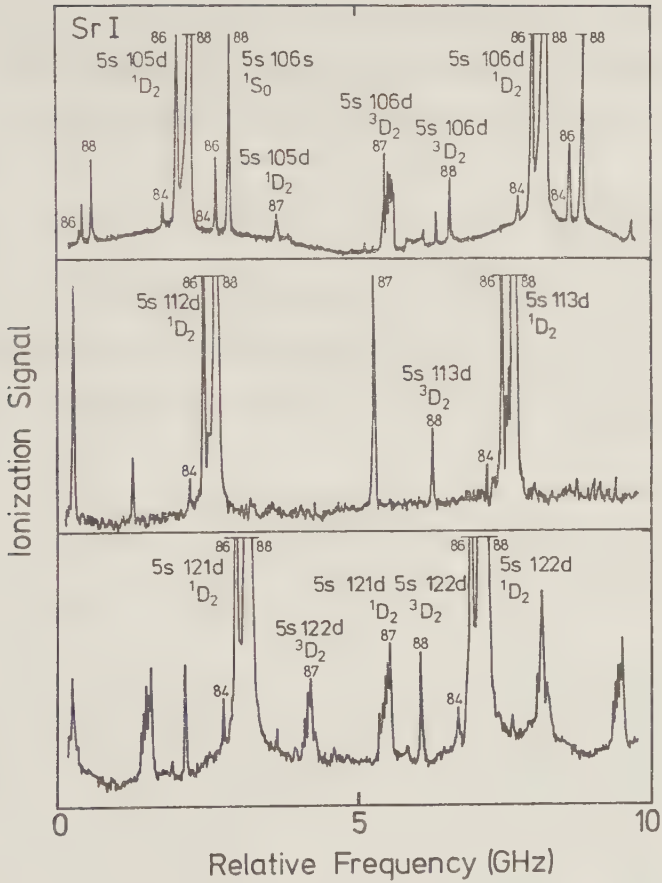


Abb. 10.9: Teilspektren im Bereich des "avoided crossing" der $5s n d$ -Rydbergserie bei $n=105/106$, $112/113$ und $121/122$. (Oben: lineare Polarisation, Mitte und unten: zirkuläre Polarisation)

11. Diamagnetische Wechselwirkung der Feinstruktur

Der Hamiltonoperator eines Atoms im magnetischen Feld B wird durch entsprechende Erweiterung des Terms für die kinetische Energie der Elektronen erhalten. Hierbei ergeben sich zwei Zusatzterme mit unterschiedlicher B -Abhängigkeit:

$$H_{\text{mag}} = H_{\text{para}} + H_{\text{dia}} \quad (11.1)$$

H_{para} beschreibt die Zusatzenergie der Bahn- und Spinnmomente im äußeren Feld (paramagnetischer Beitrag). Der zweite Term in Gl. 11.1 liefert den diamagnetischen Anteil der Wechselwirkung:

$$H_{\text{dia}} = \frac{e^2 B^2}{8m} \sum_i r_i^2 \sin^2 \theta_i \quad (11.2)$$

(θ : Winkel zwischen dem Ortsvektor $\vec{r}_i$ des Elektrons (i) und dem $\vec{B}$ -Feld)

Um bei niedrigen Hauptquantenzahlen meßbare Energieverschiebungen durch den diamagnetischen Beitrag zu erhalten, wird der Einsatz hoher B -Feldstärken erforderlich. Der paramagnetische Anteil H_{para} erreicht oder übersteigt damit für eine gegebene Hauptquantenzahl die übrigen Wechselwirkungsbeiträge des freien Atoms (Spin- u. Bahndrehimpulskopplungen, Coulombbeiträge). Die störungstheoretische Behandlung von H_{para} erfolgt daher i.a. für den Paschen-Back-Grenzfall.

Die $B^2 n^4$ -Abhängigkeit der diamagnetischen Wechselwirkung kann vorteilhaft ausgenutzt werden, wenn entsprechende Untersuchun-

gen in höher angeregten Zuständen durchgeführt werden. Dieser Gedanke liegt bereits älteren Arbeiten zugrunde /92-94/. Der Einsatz durchstimmbarer Laserlichtquellen erlaubte in Verbindung mit der Zweiphotonenanregung in Kombination mit thermischen Nachweistechiken entsprechende hochauflösende Untersuchungen an Rydbergzuständen /95-97/.

Besonderes Interesse besteht im Übergang der Spektren vom Coulomb- zum Landautyp. Hier liegen verschiedene theoretische und experimentelle Arbeiten vor /98-102, 103-106/. Die diamagnetische Wechselwirkung führt u.a. dazu, daß die Betragsquantenzahl für den Bahndrehimpuls ihre Gültigkeit als gute Quantenzahl verliert.

Bei der Spektroskopie der Zeemanniveaus in sehr hoch angeregten Rydbergzuständen ($n > 100$), /91/, die im folgenden für den Fall des Sr behandelt wird, ergibt sich eine neue Situation:

B-Feldstärken von wenigen hundert Gauß sind ausreichend, um diamagnetische Verschiebungen in der GHz-Größenordnung hervorzurufen. Die diamagnetischen Beiträge sind damit bereits vergleichbar mit den Coulombbeiträgen, während der paramagnetische Anteil noch hinreichend klein ist, um Paschen-Back-Entkopplung zu vermeiden. Für den paramagnetischen Anteil H_{para} in einem Feinstrukturzustand in LS-Kopplung (die Betrachtungen bleiben im folgenden auf Isotope ohne Hyperfeinstruktur beschränkt) gilt damit:

$$H_{\text{para}} = \frac{e}{2m} \vec{B} (\vec{L} + g_e \vec{S}) \quad (11.3)$$

Die zugehörigen Eigenwerte liefern den linearen Zeemaneffekt

$$\langle S, L, J, M | H_{\text{para}} | S, L, J, M \rangle = \frac{e\hbar}{2m} B g_J M_J, \quad (11.4a)$$

mit dem Lande-g-Faktor

$$g_J = 1 + (g_e - 1) \frac{S(S+1) - L(L+1) + J(J+1)}{2J(J+1)}, \quad (11.4b)$$

und g_e : Elektron-g-Faktor.

Für die Untersuchungen der Zeemanniveaus in Sr-Rydbergzuständen, die bis zu Hauptquantenzahlen von $n = 150$ durchgeführt wurden, diente der in Abb. 7.1 dargestellte Aufbau für die Zweiphotonenanregung in Kombination mit der thermionischen Ringdiode (Kap. 8). Das magnetische Feld wurde durch zwei Luftspulen ($d = 16$ cm) in Helmholtzanordnung erzeugt. Die hohe Nachweisempfindlichkeit der Ringdiode blieb auch in Anwesenheit des äußeren Felds erhalten. Voraussetzung hierbei war die senkrechte Ausrichtung des B-Felds zur Achse der Ringdiode. Die Feldstärkemessung erfolgte mit einer kalibrierten Hallsonde (± 3 %) im Detektionsbereich.

Die Messungen wurden bei Hauptquantenzahlen $n=90$ und $n=110$ unter Einsatz des FOL-Systems (Kap. 2) durchgeführt, um die präzise Vermessung der diamagnetischen Frequenzverschiebung zu ermöglichen. Die Untersuchungen erfolgten an Hand der intensiven 1D_2 und 1S_0 -Signale des ^{88}Sr , wobei drei verschiedene Polarisationen bezüglich der B-Feldrichtung eingestellt wurden. Die beobachteten Zweiphotonenübergänge aus dem

$5s^2 \ ^1S_0$, $M_J=0$ -Zustand sind im folgenden zusammengestellt:

	Polarisation	Übergang
A	linear, $\vec{B} \perp \vec{k}$, $\vec{B} \parallel \vec{E}$	$\Delta M_J = \Delta M_L = 0$
B	linear, $\vec{B} \perp \vec{k}$, $\vec{B} \perp \vec{E}$	$\Delta M_J = \Delta M_L = 0, \pm 2$
C	zirkular, $\vec{B} \perp \vec{k}$	$\Delta M_J = \Delta M_L = 0, \pm 1, \pm 2$

Tab. 11.1: Wahl der Polarisationen

$\vec{k}$: Wellenvektor, $\vec{E}$: elektr. Feldvektor d.

Laserwelle

Abb. 11.1 zeigt entsprechende Spektren mit den Polarisationen A,B,C bei $n = 90$ und $B = 75$ G, wobei der paramagnetische Beitrag dominiert. Für die Komponenten $M_J = 0$ liefert der lineare Zeemaneffekt keinen Beitrag, so daß die reine diamagnetische Wechselwirkung untersucht werden kann. Zweiphotonenanregungsspektren der $5s \ 110d \ ^1D_2$ und $5s \ 111s \ ^1S_0$ -Zustände im Bereich $B < 70$ G, die mit der Polarisation B erhalten wurden, sind in Abb. 11.2 dargestellt.

Zusätzlich zur Energieaufspaltung auf Grund des linearen Zeemaneffekts ist deutlich der Einfluß des diamagnetischen Beitrags erkennbar, der zu einer Verschiebung aller Zeeman-komponenten in Richtung höherer Energien führt. Wegen der m^2 -Abhängigkeit des quadratischen Zeemaneffekts (Gl. 11.5) zeigen die Komponenten mit $M_J = +2, -2$ eine größere diamagnetische Verschiebung als die Komponente mit $M_J = 0$. Dies führt im Bereich $B = 108$ G ($n = 110$) zu einer Kreuzung der Komponenten mit $M_J = 0$ und $M_J = -2$. Nach der Kreuzung haben beide Kompo-

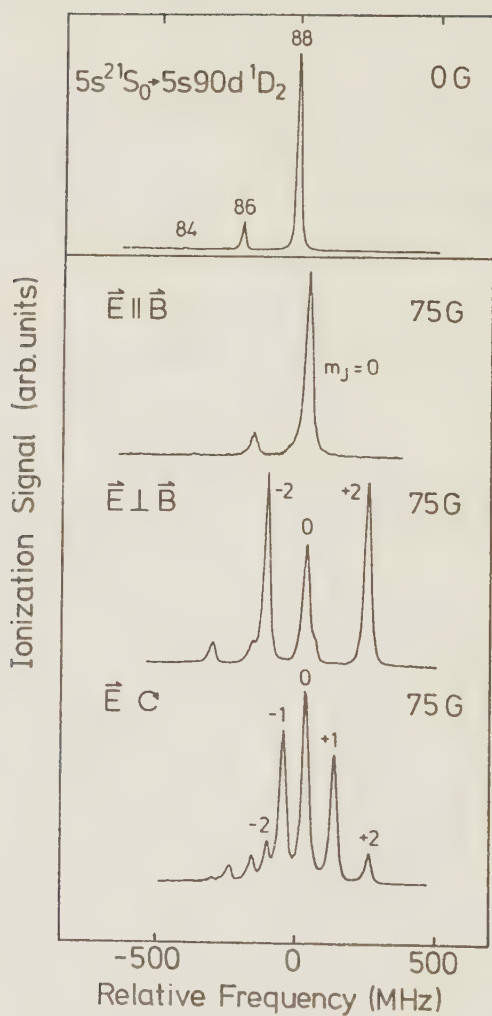


Abb. 11.1: Selektive Zweiphotonen-Anregung unterschiedlicher Zeemanniveaus durch Wahl der Polarisationsstypen A, B, C in Tab. 11.1

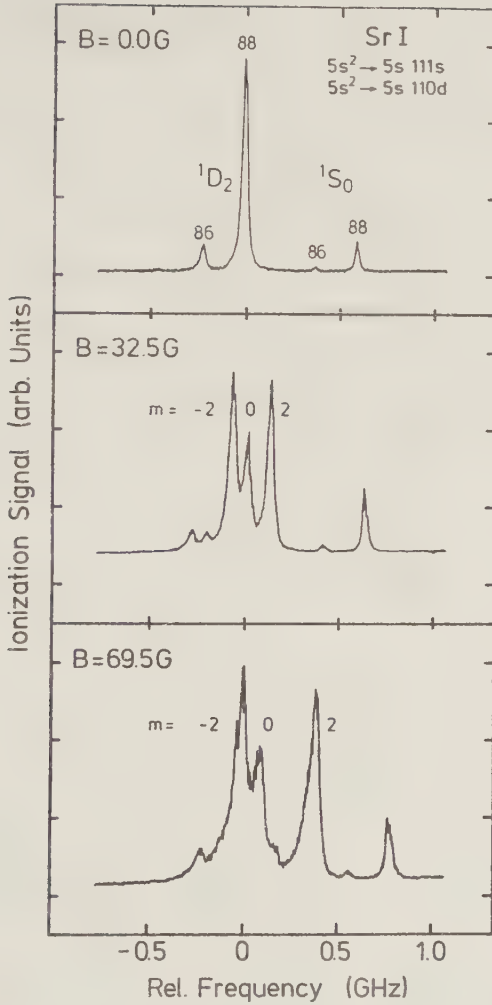


Abb. 11.2: Diamagnetische Energieverschiebung der $5s\ 111s$, 1S_0 und $5s\ 110d$, 1D_2 -Zustände im Feldstärkebereich bis 70 G (Polarisationstyp B, Tab. 11.1)

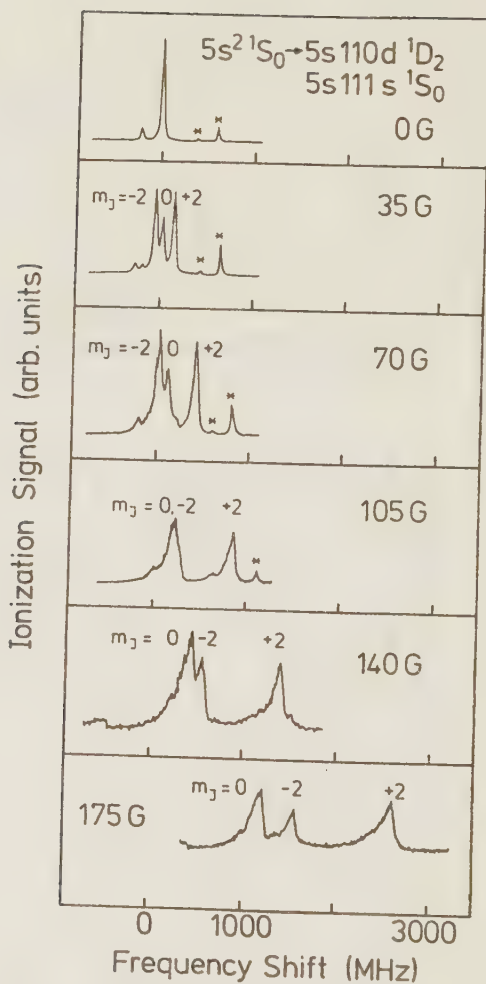


Abb. 11.3: Diamagnetische Energieverschiebung der $5s\ 110d\ ^1D_2$ und $5s\ 111s\ ^1S_0$ (*)-Zustände im Feldstärkebereich bis 175 G (Polarisationstyp B, Tab. 11.1)

nenten ein verändertes Intensitätsverhältnis (Abb. 11.3). Mit steigender Feldstärke zeigen alle Zeemankomponenten zunehmende Asymmetrien, die für die 1D_2 und 1S_0 -Zustände entgegengesetzten Verlauf haben. Als mögliche Ursache kann der "Motional-Stark-Effekt" angesehen werden, der durch die thermische Bewegung der Atome im äußeren B-Feld entsteht. Eine Vermessung der Komponenten mit $M_J = +2, -2$ im Bereich $B > 220$ G, ($n = 10$), wurde durch die auftretenden Linienverbreiterungen erschwert (Abb. 11.4). Zur Auswertung der Spektren wurden die Signalmaxima (bzw. Lorentzfits der steileren Flanke) herangezogen. Die Berechnung des linearen Zeemaneffekts wurde für den Fall reiner LS-Kopplung durchgeführt (Gl. 11.4), da die Beimischung jj -gekoppelter Wellenfunktionen im betrachteten Energiebereich gering ist (s. Kap. 4. u. 10, $\beta^2 < 2\%$). Wegen der niedrigen

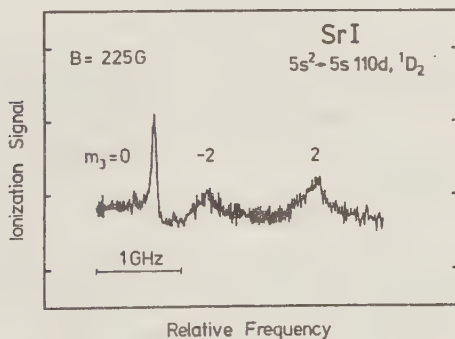


Abb. 11.4: Linienverbreiterungen der Zeemankomponenten $m_J = \pm 2$ ($B = 225$ G).

Hauptquantenzahl wird die diamagnetische Wechselwirkung des 5s-Elektrons vernachlässigt. Die betrachteten Singulettzustände werden damit in der Basis der Einelektronenwellenfunktion des Rydbergelektrons $|n^*, l, m_l, m_s\rangle$ beschrieben. Grundlage für die quantitative Beschreibung des diamagnetischen Beitrags sind störungstheoretische Ergebnisse für das Einelektronensystem /10,11/. Die entsprechenden Matrixelemente des Hamiltonoperators Gl. 11.2 sind diagonal in m_l , m_s und Parität, jedoch nicht in n und l . Die nichtdiagonalen Matrixelemente verknüpfen Zustände $l' = l \pm 2$ beliebiger Hauptquantenzahlen. In der Notation von Garstang /11/ gilt:

$$\langle n, l, m_l, m_s | H_{\text{dia}} | n', l, m_l, m_s \rangle = \quad (11.5a)$$

$$\frac{(eB)^2}{8m} \frac{2(l^2 + l - 1 + m_l^2)}{(2l-1)(2l+3)} \langle n, l | n', l \rangle ,$$

$$\langle n, l, m_l, m_s | H_{\text{dia}} | n', l \pm 2, m_l, m_s \rangle = \quad (11.5b)$$

$$- \frac{(eB)^2}{8m} \left(\frac{(l_{<} + m_l + 2)(l_{<} + m_l + 1)(l_{<} - m_l + 2)(l_{<} - m_l + 1)}{(2l_{<} + 5)(2l_{<} + 3)^2(2l_{<} + 1)} \right)^{1/2} \langle n, l | n', l \pm 2 \rangle$$

$$\text{mit } l_{<} = \min(l, l')$$

Alle anderen Matrixelemente liefern keinen Beitrag.

Mit $n = n'$ liefert Gl. 11.5a den Spezialfall

$$\begin{aligned} \langle n, l, m_l, m_s | H_{\text{dia}} | n, l, m_l, m_s \rangle = \\ \frac{e^2 B^2 a_0^2}{8m Z^2} \frac{n^2 [5n^2 + 1 - 3l(l+1)] (l^2 + l - 1 + m_l^2)}{(2l-1)(2l+3)} . \end{aligned} \quad (11.5c)$$

Zur Berechnung der Energielagen wurde in den oben angegebenen Ergebnissen für das Einelektronensystem die Substitution $n \rightarrow n^*$ vorgenommen (Gl. 3.1), wodurch der Einfluß des Atomcores auf das äußere Zentralfeld berücksichtigt wird (vgl. Kap. 3).

Abb. 11.5 zeigt einen Vergleich der Rechnungen mit den experimentellen Ergebnissen. Die Frequenzlagen der Komponenten $m_1 = +2, -2$ des 1D_2 -Zustands sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen nach Gl. 11.5c. Der Einfluß der 1G -Zustände (und höhere Bahndrehimpulse) wurde für den betrachteten Feldbereich vernachlässigt.

Eine entsprechende Übereinstimmung liegt für die Komponenten $m_1 = +1, -1$ vor. Eine zuverlässige Auswertung mit $B > 170$ G, ($n=90$), ist durch die auftretenden Linienüberlagerungen nicht möglich (Polarisation C).

Die Komponenten $m_1 = 0$ der $5s\ 111s\ ^1S_0$ - und $5s\ 110d\ ^1D_2$ -Zustände wurden zusätzlich mit der Polarisation A (Tab. 11.1) vermessen, um störende Überlagerungen mit den Komponenten $m_1 = -2$ und $m_1 = -1$ zu vermeiden. Für sie sind die Beiträge der nicht-diagonalen Matrixelemente Gl. 11.5b zu berücksichtigen, die beide Zustände verbinden. Dies führt zu einer starken Abweichung von den nach Gl. 11.5c berechneten Energielagen (gestrichelte Kurve in Abb. 11.5), die sich in einer Abstoßung beider Komponenten äußert. Die Berechnung der beobachteten n, l -Mischung der Basiszustände

$$\begin{aligned} |n^*, l, m_l, m_s\rangle &= |n^*, 2, 0, 0\rangle, \\ |n^*, l', m_l, m_s\rangle &= |(n+1)^*, 0, 0, 0\rangle \end{aligned} \quad (11.6)$$

erfolgt durch Diagonalisierung der 2×2 -Matrix (Gl. 11.5b). Das Radialintegral $\langle n^*, l | n'^*, l' \rangle$ wurde in der semiklassischen WKBJ-QD-Approximation /60/ berechnet. Die Polynomentwicklung für die Coulomb-Approximation Gl. 3.3 führt bei der Berechnung für große Werte (n^*-l) zu rundungsbedingten Fehlern, so daß diese Methode auf niedrige Werte (n^*-l) beschränkt bleibt ($< \text{ca. } 30$), /109,110/. Der Vergleich der Ergebnisse in WKBJ-QD-Approximation mit den Daten der Bates-Damgaard Methode zeigt, daß die Fehler für erstere im Bereich $n^*, n'^* < 5$ mit $n^* = n'^*$ unter 10 % liegen, und im Fall $n^* = n'^*$ kleiner als 1 % sind.

Die berechneten Energielagen für die Zeemankomponenten $m_l=0$ sind in Abb. 11.5 als durchgezogene Kurve dargestellt, sie sind im Rahmen der Meßgenauigkeit in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Für höhere B-Feldstärken ($B > 200 \text{ G}$) bzw. höhere Hauptquantenzahlen ergeben sich Abweichungen von den hier beschriebenen Rechnungen.

Zu berücksichtigen sind Wechselwirkungen, bei deren Beschreibung alle höheren Bahndrehimpulszustände ($l = 4, 6, 8$) einbezogen werden müssen, die auf Grund der mit wachsendem l abnehmenden Corewechselwirkung weitgehend entartet sind.

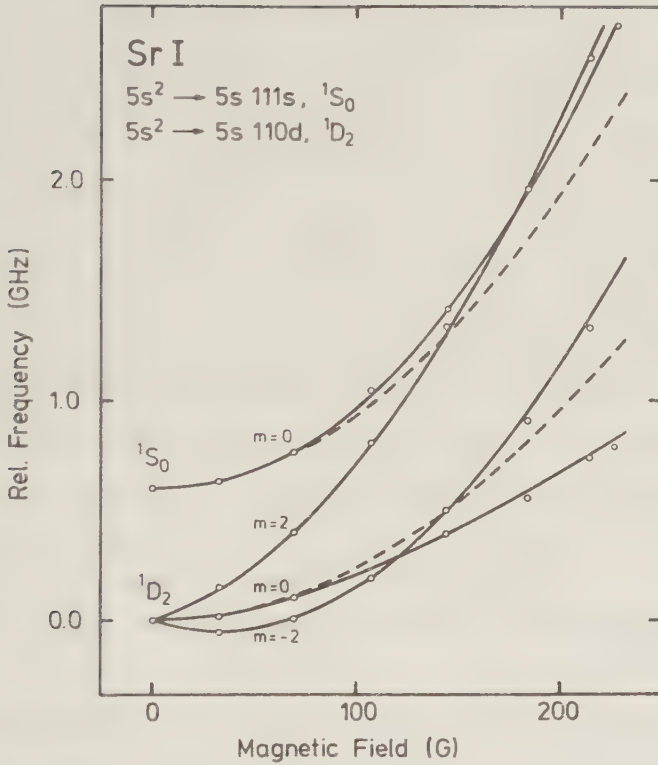


Abb. 11.5: Gegenüberstellung der theoretischen und experimentellen Energielagen für die Zeemanniveaus $m_J = 0, \pm 2$ der $5s\ 110d, {}^1D_2$ und $5s\ 111s, {}^1S_0$ -Zustände (gestrichelte Kurve: theoretischer Verlauf für die $m_J = 0$ -Komponenten ohne Berücksichtigung der 1-Zustandsmischung)

12. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen der Hyperfeinstrukturwechselwirkungen sowie der diamagnetischen Wechselwirkungen an hoch angeregten Sr-Rydbergzuständen beschrieben. Zur Spektroskopie wurde die Zweiphotonenanregung in Kombination mit einer thermionischen Diode herangezogen. Grundlage für den Nachweis von Rydbergzuständen bis zu Hauptquantenzahlen von $n = 210$ war die Entwicklung einer verbesserten thermionischen Detektionstechnik, die eine Unterdrückung elektrischer Störfelder sowie die Steigerung der Nachweisesempfindlichkeit ermöglichte. Der Einsatz eines computergesteuerten Ringlaser-Spektrometers mit Frequenzkalibrierung durch einen J_2 -stabilisierten He-Ne-Laser gestattete systematische Präzisionsmessungen über einen weiten Bereich von Hauptquantenzahlen sowie die Vermessung absoluter Linienverschiebungen.

Den Hyperfeinstrukturdaten der $5sns$ - und $5snd$ -Rydbergserien wurden Rechnungen für die (sl) -Konfiguration gegenübergestellt, durch welche die beobachteten Hyperfeinstruktur-induzierten Wechselwirkungen zwischen unterschiedlichen Feinstrukturzuständen beschrieben werden. Mit zunehmender Hauptquantenzahl werden zusätzliche Wechselwirkungen mit benachbarten Rydbergzuständen beobachtet, die im Bereich $100 < n < 125$ zu einem "avoided crossing" von Singulett- und Triplett-Zuständen mit gleichem Gesamtdrehimpuls aber unterschiedlicher Hauptquantenzahl führen. Für die $5sns$ -Rydbergserie wurde bis $n = 125$ eine gute Übereinstimmung mit semiempirischen Rech-

nungen im Rahmen des QD-Modells erzielt.

Unter Ausnutzung der n^4 -Abhängigkeit der diamagnetischen Wechselwirkung konnten Untersuchungen im Bereich $n^4 B^2 < 2 \times 10^{13} \text{ G}$ bei Feldstärken $< 300 \text{ G}$ durchgeführt werden. Die experimentellen Daten für den quadratischen Zeemaneffekt einschließlich der beobachteten (n,l) -Mischung der Zustände $5s\ 111s\ ^1S_0$, $5s\ 110d\ ^1D_2$ bzw. $5s\ 91s\ ^1S_0$ und $5s\ 90d\ ^1D_2$ sind für Feldstärken $< 200 \text{ G}$ in Übereinstimmung mit störungstheoretischen Ergebnissen für das Einelektronensystem.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

Literaturverzeichnis

- 1 M. J. Seaton;
Proc. Phys. Soc. 88, 801 (1966)
- 2 M. J. Seaton;
Proc. Phys. Soc. 88, 815 (1966)
- 3 H. Schüler and E. G. Jones;
Z. Phys. 77, 801 (1932)
- 4 P. F. Liao, R. R. Freeman, R. Panock, and L. M. Humphrey;
Opt. Comm. 34, 195 (1980)
- 5 L. A. Bloomfield, H. Gerhardt, and T. W. Hänsch;
J. Phys. B16, L89 (1983)
- 6 L. Barbier and R. J. Champeau;
J. Phys. (Paris) 41, 947 (1980)
- 7 R. Beigang and A. Timmermann;
Phys. Rev. A25, 1496 (1982)
- 8 H. Rinneberg, J. Neukammer, and E. Matthias;
Z. Phys. A306, 11 (1982)
- 9 E. R. Eliel and W. Hogervorst;
J. Phys. 16, 1881 (1983)
- 10 L. I. Schiff and H. Snyder;
Phys. Rev. 55, 59 (1939)
- 11 R. H. Garstang;
Rep. Prog. Phys. 40, 105 (1977)
- 12 K. D. Mielenz, K. F. Nefflen, W. R. C. Rowley,
D. C. Wilson, E. Engelhard;
Appl. Opt. 7, 289 (1968)
- 13 T. Baer, F. V. Kowalski, and J. L. Hall;
Appl. Opt. 19, 3173 (1980)
- 14 R. L. Barger, J. L. Hall;
Appl. Phys. Lett. 4, 196 (1973)
- 15 H. Gerhardt, F. Jeschonnek, W. Makat, F. Schneider,
A. Timmermann, R. Wenz, P. J. West;
Appl. Phys. 22, 361 (1980)
- 16 Z. X. Zhang, W. Makat and F. Schneider;
Acta Optica Sinica 3, 431 (1983)
- 17 H. Gerhardt, F. Jeschonnek, W. Makat, E. Matthias, H. Rinneberg,
F. Schneider, A. Timmermann, R. Wenz, and P. J. West;
Hyperfine Interactions 9, 175 (1981)

- 18 J. D. Knox, Yoh-Han Pao;
Appl. Phys. Lett. 18, 360 (1971)
- 19 A. J. Wallard;
J. Phys. 5, 926 (1972)
- 20 G. R. Hanes, K. M. Baird, J. DeRemiges;
Appl. Opt. 12, 1600 (1973)
- 21 W. G. Schweitzer, Jr., E. G. Kessler, Jr., R. D. Deslattes,
H. P. Layer, J. R. Whetstone;
Appl. Opt. 12, 2927 (1973)
- 22 A. Brillet, P. Cerez, H. Clergeot;
IEEE J. Quant. Electr. QE10, 526 (1974)
- 23 J. B. Cole, C. F. Bruce;
Appl. Opt. 14, 1303 (1975)
- 24 B. P. J. van Dorscht, C. J. van der Hoeven;
J. Phys. E12, 51 (1979)
- 25 P. Cerez, S. J. Bennet;
Appl. Opt. 18, 1079 (1979)
- 26 T. J. Ryan, D. G. Youmans, L. A. Hackel, S. Ezekiel;
Appl. Phys. Lett. 21, 320 (1972)
- 27 P. H. Lee, M. L. Skolnick;
Appl. Phys. Lett. 10, 303 (1967)
- 28 W. G. Schweitzer, Jr.;
Appl. Phys. Lett. 13, 367 (1968)
- 29 F. Spieweck;
Proc. Atomic Masses and Fundamental Constants 5, 372 (1976)
- 30 F. Spieweck;
IEEE Trans. Instrum. Meas. IM27, 398 (1978)
- 31 F. Spieweck;
Proc. Laser79 Opto-Elektronics, 450 (1979)
- 32 F. Spieweck;
IEEE Trans. IM29, 361 (1980)
- 33 L. A. Hackel, R. P. Hackel, and S. Ezekiel;
Metrologia 13, 141 (1977)
- 34 G. Camy, B. Decomps, J.-L. Gardissat, and C. J. Borde;
Metrologia 13, 145 (1977)
- 35 G. R. Hanes, C. E. Dahlstrom;
Appl. Phys. Lett. 14, 362 (1969)
- 36 private Mitteilung, J. Helmcke; PTB- Braunschweig

- 37 Comite Consultatif pour la Definition du Metre (CCDM),
Bureau International des Poids et Mesures (BIPM);
7. Session, Recommendation M2,
Sevres, France (1982)
- 38 F. Bayer-Helms, J. Helmcke;
PTB- Bericht Me-17, 85 (1977)
- 39 J. Helmcke, F. Bayer-Helms;
PTB- Bericht Me-17, 111 (1977)
- 40 K.C. Harvey and B.P. Stoicheff;
Phys. Rev. Lett. 38, 537 (1977)
- 41 R.Beigang, E.Matthias, and A.Timmermann;
Phys. Rev. Lett. 47, 326 (1981)
- 42 R.Beigang and A.Timmermann;
Phys. Rev. A25, 1496 (1981)
- 43 K.C. Harvey;
Rev. Sci. Instrum. 52, 104 (1981)
- 44 K.Niemax;
Acta Physica Polonica, Proc. of the 9th Summer School,
A61, 517 (1982)
- 45 B.P. Stoicheff;
Laser Spektroskopie V, Springer Verlag Berlin, 299 (1981)
- 46 J.C. Gay, D. Delande, and F. Biraben;
J. Phys. B13, L 729 (1980)
- 47 K. Niemax and C.-J. Lorenzen;
Opt. Commun. 44, 165 (1983)
- 48 G. Bessert, P. Kulina, and R.K. Rinkleff;
J. Phys. B: At. Mol. Phys. 16, L 313 (1983)
- 49 D. Popescu, I. Popescu, C. Ghita, and O. Zamfir;
Brit. J. Appl. Phys. 15, 1171 (1964)
- 50 E.F. Worden, J.A. Paisner, and J.B. Conway;
Opt. Lett.3, 156 (1978)
- 51 S.A. Borgstroem and J.R. Rubbmark;
J. Phys. B: At. Mol. Phys. 10, 3607 (1977)
- 52 J.R. Rydberg;
Z. Phys. Chem. (Leipzig) 5, 227 (1890)
- 53 H.A. Bethe, E.E.Salpeter;
Quantum Mechanics of One- and Two- Elektron Atoms
Berlin,Göttingen,Heidelberg: Springer-Verlag (1957)
- 54 D. Hartree;
Proc. Cambridge Philos. Soc. 25, 310 (1929)

- 55 F. Ham;
Solid State Phys. 1, 127 (1955)
- 56 M.J. Seaton;
Mon. Not. R. Astron. Soc. A 118, 301 (1958)
- 57 D. Bates and A. Damgaard;
Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A 242, 101 (1949)
- 58 U. Fano;
Phys. Rev. A 2, 353 (1970)
- 59 V. A. Davydkin and B.A. Zon;
Opt. Spektrosc. 51, 13 (1981)
- 60 V. A. Davydkin and A. Yu. Makarenko;
Opt. Spektrosc. 53, 327 (1982)
- 61 M. L. Zimmermann, M. G. Littman, M. M. Kash, and D. Kleppner;
Phys. Rev. A 20, 2251 (1979)
- 62 S. A. Bathi, C. L. Cromer, and W. E. Cooke;
Phys. Rev. A 24, 161 (1981)
- 63 L. D. Landau and E. M. Lifshitz;
Quantum Mechanics
Pergamon, London (1977)
- 64 Handbuch der Physik, Band XXVII, Spektroskopie I
B. Edlen: Atomic Spectra, S. 80 ff
Springer-Verlag; Berlin, Goettingen, Heidelberg (1964)
- 65 R. M. Langer;
Phys. Rev. 35, L 649 (1930)
- 66 W. R. S. Barton;
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2, 335
- 67 T. N. Chang;
J. Phys. B : At. Mol. Phys. 11, L 583 (1978)
- 68 R.D. Cowan;
The Theorie of Atomic Structure and Spectra
University of California Press
Berkeley, Los Angeles, London (1981)
- 69 G. Breit and L. A. Wills;
Phys. Rev. 44, 470 (1933)
- 70 A. Lurio, M. Mandel and R. Novick;
Phys. Rev. 126, 1758 (1962)
- 71 P. G. H. Sandars and J. Beck;
Proc. Roy. Soc. A 289, 97 (1965)
- 72 H. Kopfermann;
Nuclear Moments
Academic Press Inc., New York (1958)

- 73 R. Beigang, D. Schmidt, A. Timmermann;
Phys. Rev. A 29, 2581 (1984)
- 74 M. Aymar, P. Camus, M. Dieulin, C. Morrillon;
Phys. Rev. A18, 2173 (1978)
- 75 P. Esherick;
Phys. Rev. A 15, 1920 (1977)
- 76 J. R. Rubbmark and S. A. Borgstroem;
Physica Scr. 18, 196 (1978)
- 77 R. Beigang, K. Lücke, A. Timmermann, P. J. West, and D. Frölich;
Opt. Comm. 42, 19 (1982)
- 78 R. Beigang, K. Lücke, D. Schmidt, A. Timmermann and P. J. West;
Physica Scr. 26, 183 (1982)
- 79 R. Beigang, E. Matthias, and A. Timmermann;
Phys. Rev. Lett. 47, 326 (1981)
- 80 R. Beigang, E. Matthias, and A. Timmermann;
Phys. Rev. Lett. 48, 290 (1982)
- 81 R. Beigang, D. Schmidt and A. Timmermann;
J. Phys. B : At. Mol. Phys. 15, L 201 (1982)
- 82 G. Borghs, P. de Bisschop, M. van Hove and R.E. Silverans;
Hyperfine Interactions 15/16, 177 (1983)
- 83 M. Heyden, H. Kopfermann;
Z. Phys. 108, 232 (1938)
- 84 R. Beigang, E. Matthias, and A. Timmermann;
Z. Phys. A 301, 93 (1981)
- 85 R. Beigang and A. Timmermann;
Phys. Rev. A 26, 2990 (1982)
- 86 R. Beigang, W. Makat, A. Timmermann, and P. J. West;
Phys. Rev. Lett. 51, 771 (1983)
- 87 J. R. Rubbmark, M. M. Kash, M. G. Littman, and D. Kleppner;
Phys. Rev. A 23, 3107 (1981)
- 88 W. E. Cooke and T. F. Gallagher;
Phys. Rev. Lett. 41, 1648 (1978)
- 89 R. Beigang, W. Makat and A. Timmermann;
Opt. Comm. 49, 253 (1984)
- 90 G. Brynberg and B. Cagnac;
Rep. Prog. Phys. 40, 791 (1977)
- 91 R. Beigang, W. Makat, E. Matthias, A. Timmermann;
J. Phys. B 17, L 475 (1984)

- 92 F. A. Jenkins and S. Segre;
Phys. Rev. 55, 52 (1939)
- 93 W. R. S. Garton, F. S. Tomkins;
Astrophys. J. 158, 839 (1969)
- 94 C. D. Harper, M. D. Levensen;
Opt. Comm. 20, 107 (1977)
- 95 F. Penent, C. Chardonnet, D. Delande, F. Biraben and J. C. Gay;
J. Physique 44 suppl. no. 11, C7, 193 (1983)
- 96 J. P. Lemoigne, J. P. Grandin, X. Husson, and H. Kucal;
J. Physique 44 suppl. no. 11, C7, 209 (1983)
- 97 J. P. Lemoigne, J. P. Grandin, X. Husson, and H. Kucal;
J. Physique 45, 249 (1984)
- 98 E. A. Solov'ev;
JETP Letters 34, 265 (1981)
- 99 D. Delande and J. C. Gay;
Phys. Lett. 82A, 393 (1981)
- 100 D. Delande, C. Chardonnet, F. Biraben and J. C. Gay;
J. Physique C2, 97 (1982)
- 101 D. R. Herrick;
Phys. Rev. A 26, 323 (1982)
- 102 J. C. Gay and D. Delande;
Comments At. Mol. Phys. 13, 275 (1983)
- 103 J. C. Gay, D. Delande and F. Biraben;
J. Phys. B 13, L729 (1980)
- 104 D. Delande and J. C. Gay;
Phys. Lett. 82A, 399 (1981)
- 105 D. Delande, C. Chardonnet and J. C. Gay;
Opt. Comm. 42, 25 (1982)
- 106 J. C. Castro, M. L. Zimmerman, R. G. Hulet and D. Kleppner,
and R. R. Freeman;
Phys. Rev. Lett. 45, 1780 (1980)
- 107 Spectra Physics;
Model 119 Gas Laser, Operation and Maintenance Manual, 1-2
- 108 G. K. Oertel and L. P. Shomo;
Astrophys. Journ. Suppl. 16, 175 (1968)
- 109 F. Goumand;
J. Physique 40, 457 (1979)
- 110 H. B. Bepp;
Phys. Rev. 149, 25 (1966)

- 111 C. Fabre and S. Haroche
in "Rydberg states of atoms and molecules",
Editors: R.F. Stebbings and F.B. Dunning
Cambridge University Press
- 112 T. Gallagher and W. Cooke;
Phys. Rev. Lett. 42, 835 (1979)

A N H A N G A.1

Schaltzeichnungen

He-Ne-Lasersystem

Referenzlaser: Abb. A.1 bis A.10

Offsetlaser: Abb. A.11 bis A.19

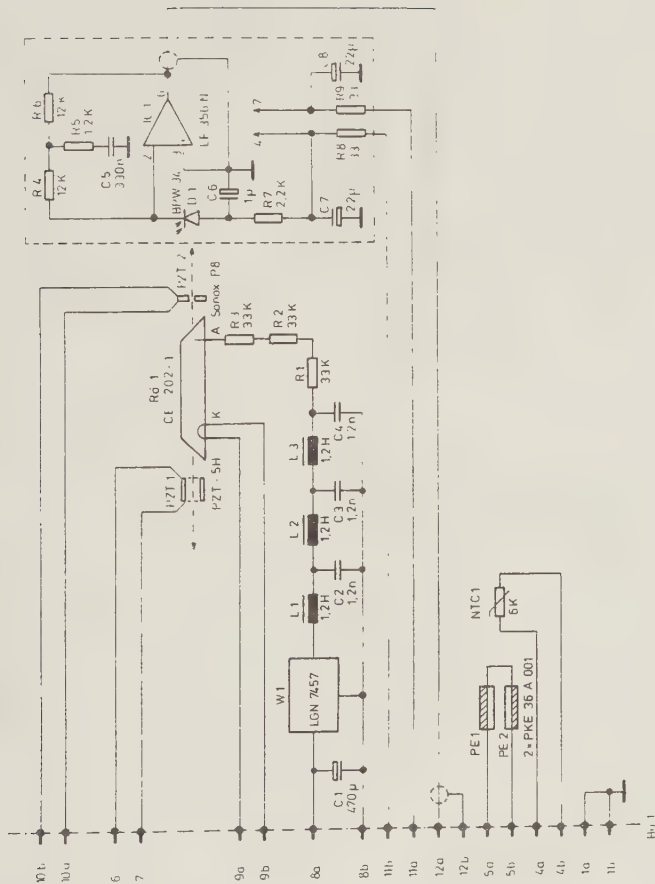


Abb. A.1.1: Referenzlaser

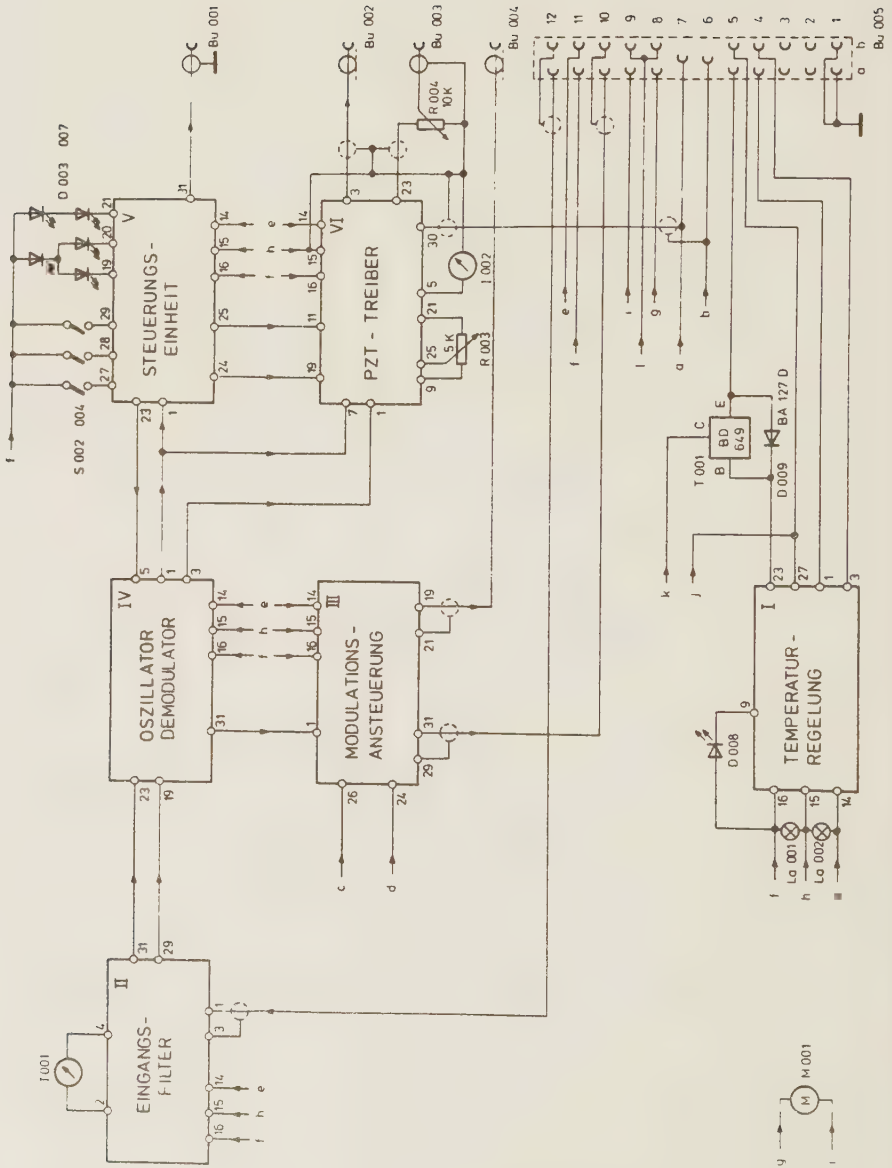


Abb. A 1 2. Verschaltung des Temperaturregelsystems

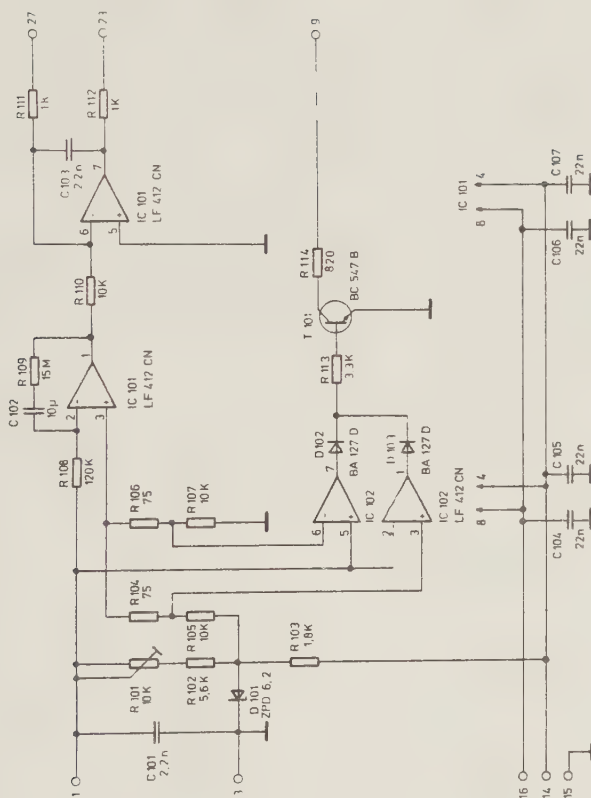


Abb. A.1.3: Baugruppe I, Temperaturregelung

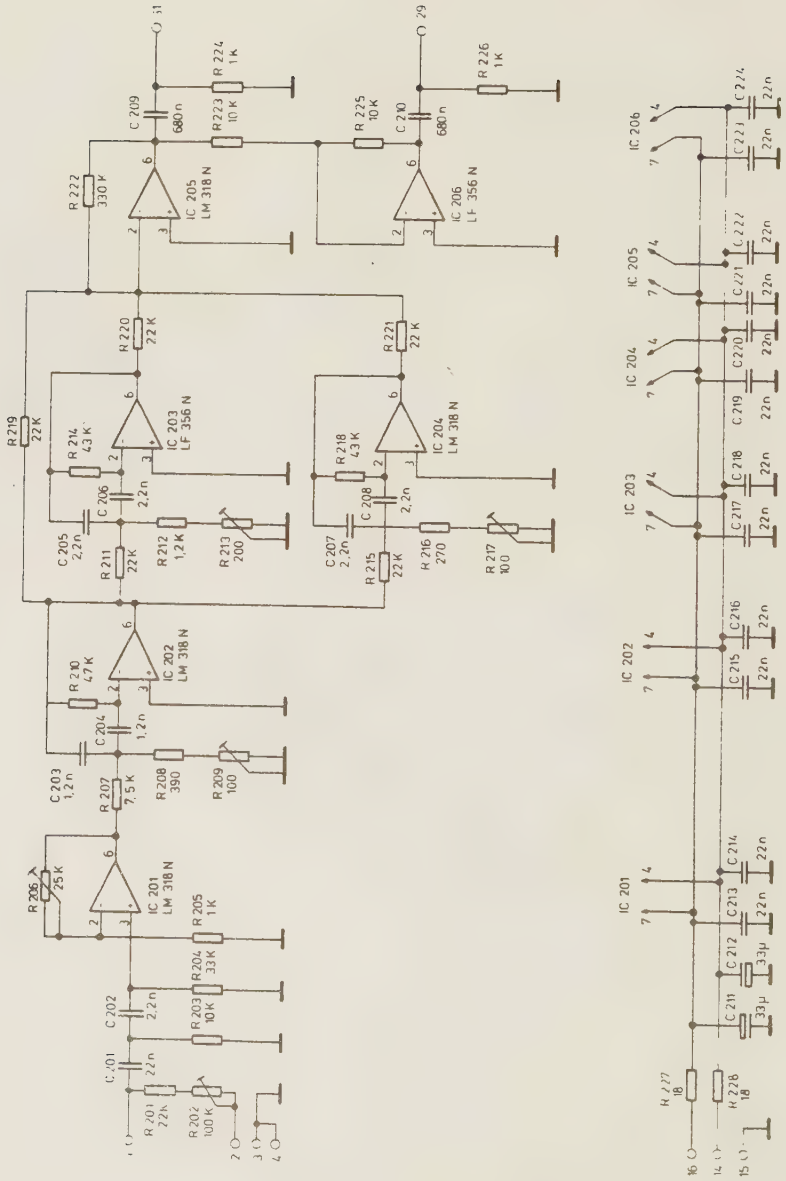


Abb. A.1.4: Baugruppe II, EingangsfILTER

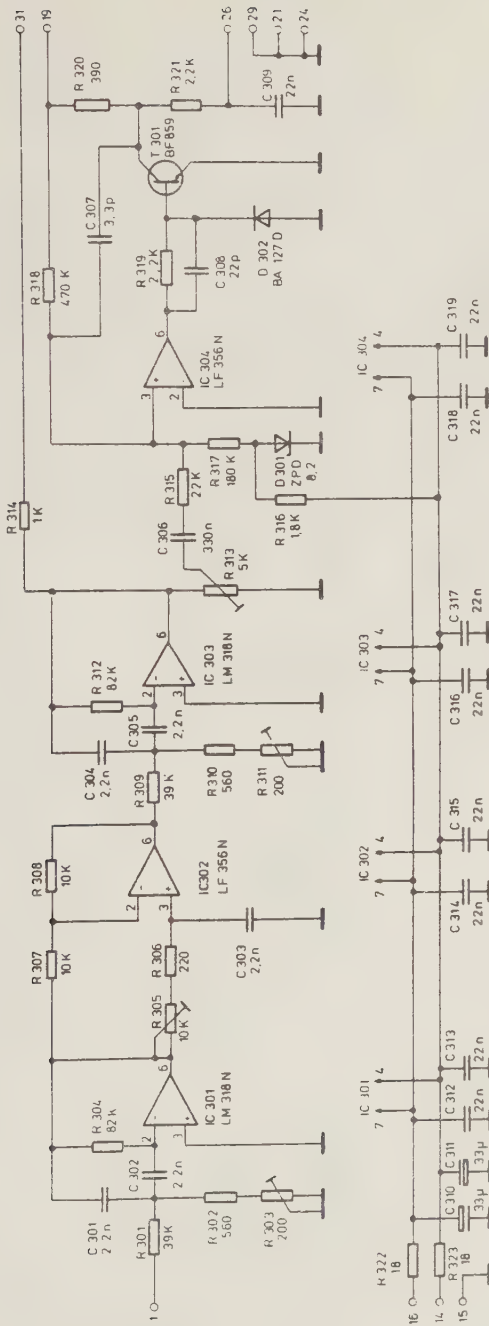


Abb. A.1.5: Baugruppe III, Modulationsansteuerung

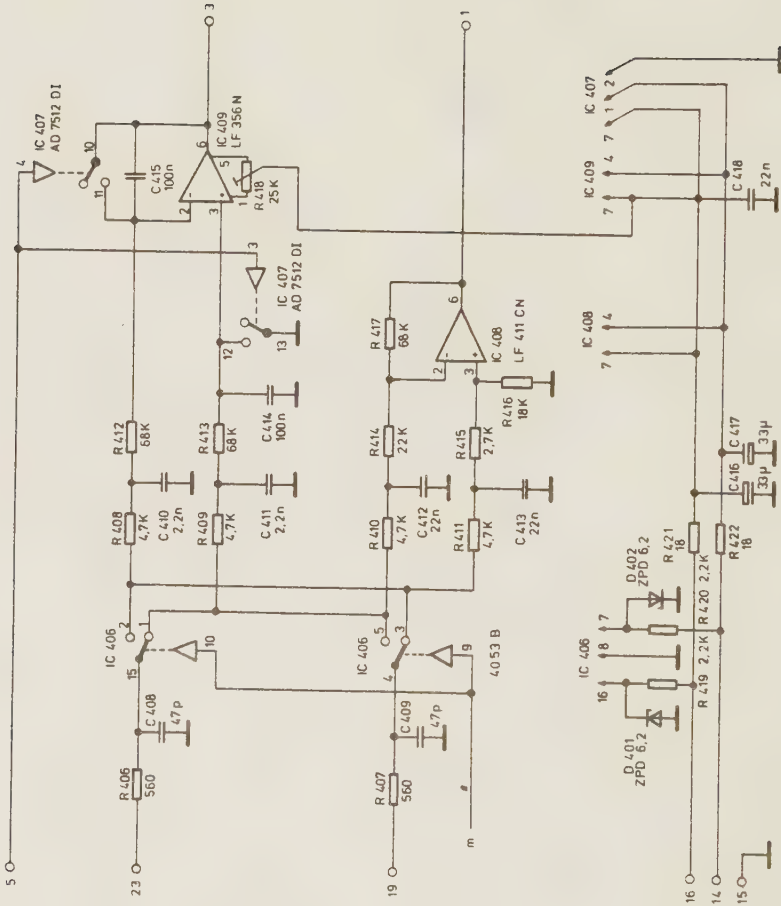


Abb. A.1.6: 1. Teilschaltung zu Baugruppe IV, Synchrondemodulator

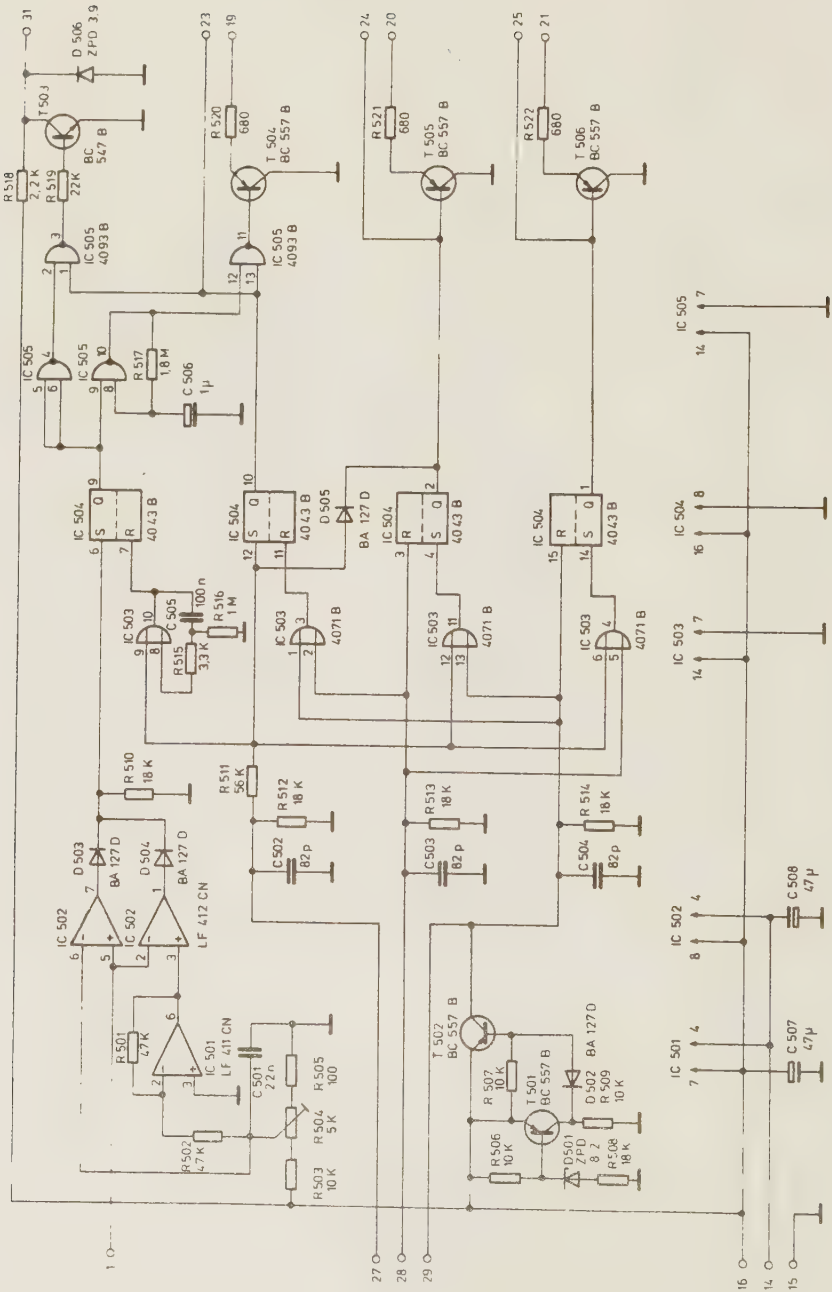


Abb. A.1.8: Baugruppe V, Steuerungseinheit

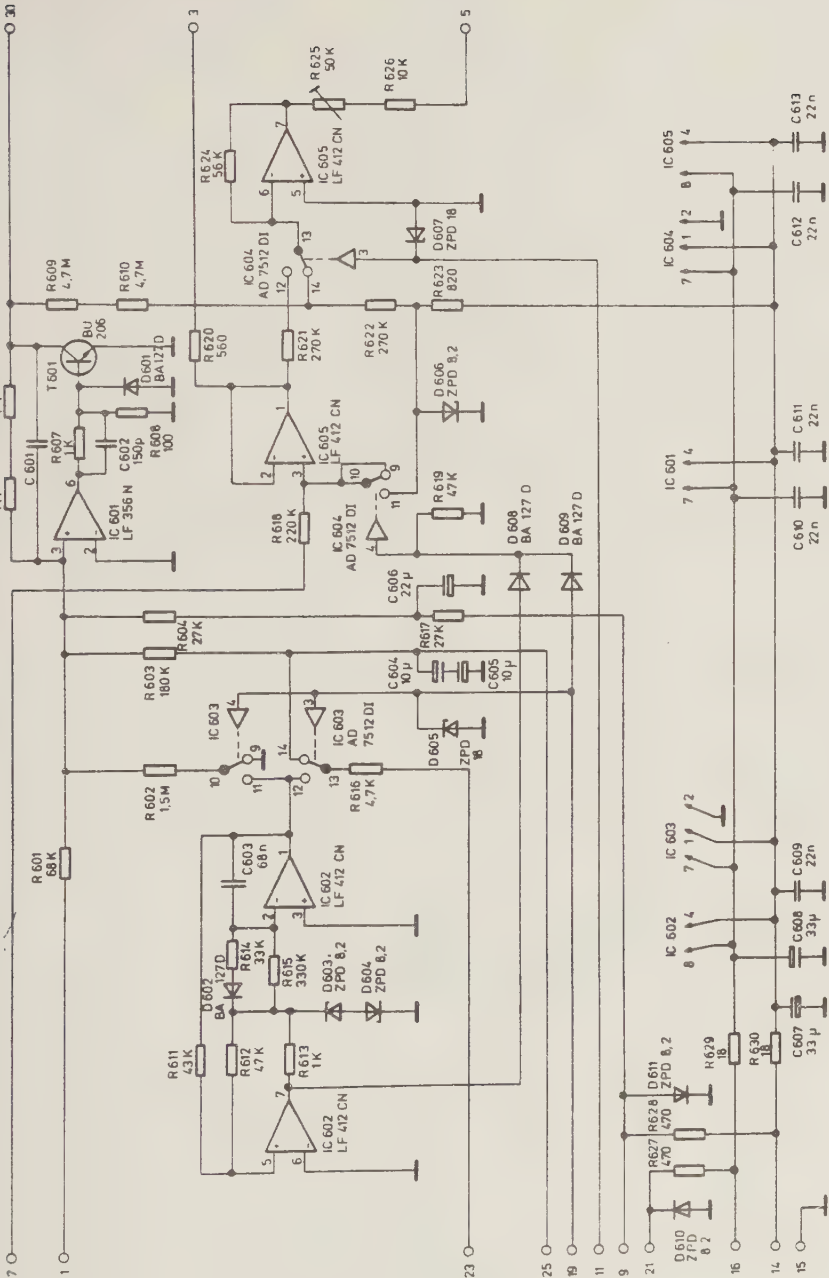


Abb. A.1.9: Baugruppe VI, PZT-Treiber

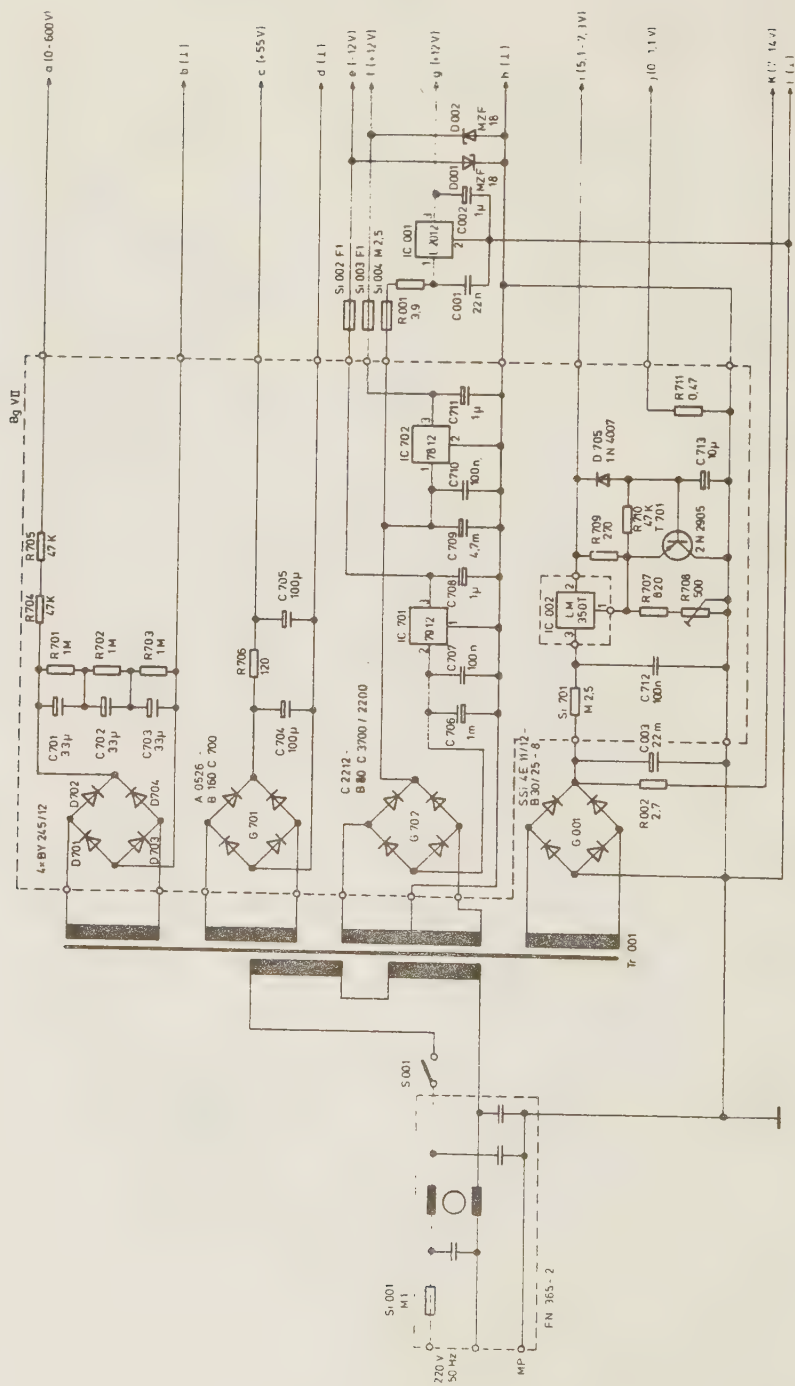


Abb. A.1.10: Netzteil mit Baugruppe VII

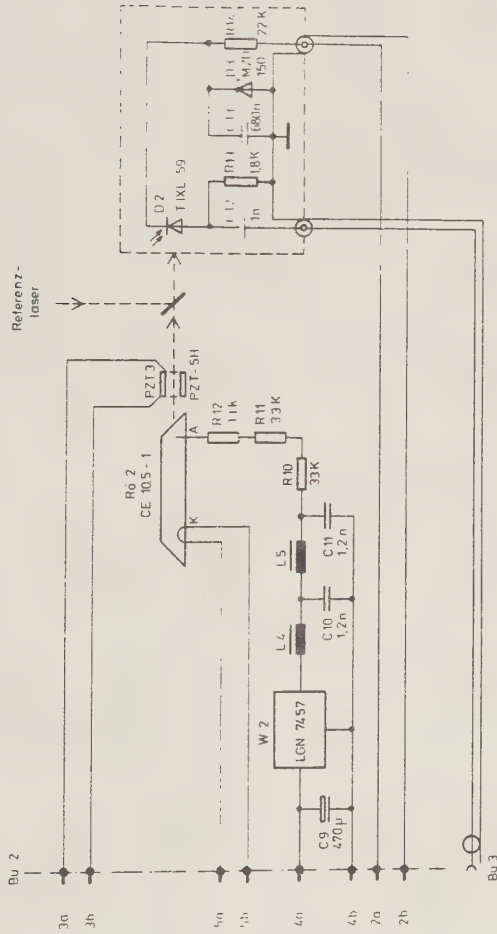


Abb. A.1.11: Offsetlaser

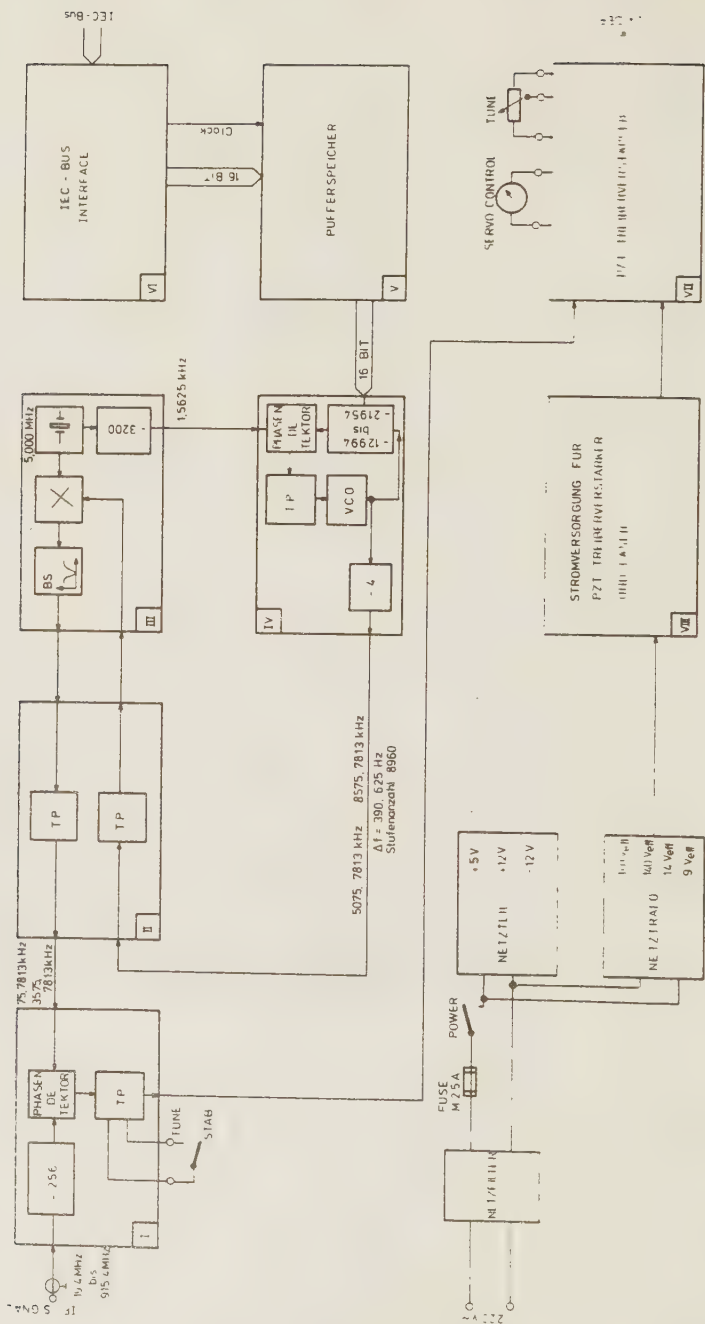


Abb. A.1.12: Verschaltung der Baugruppen I bis VIII

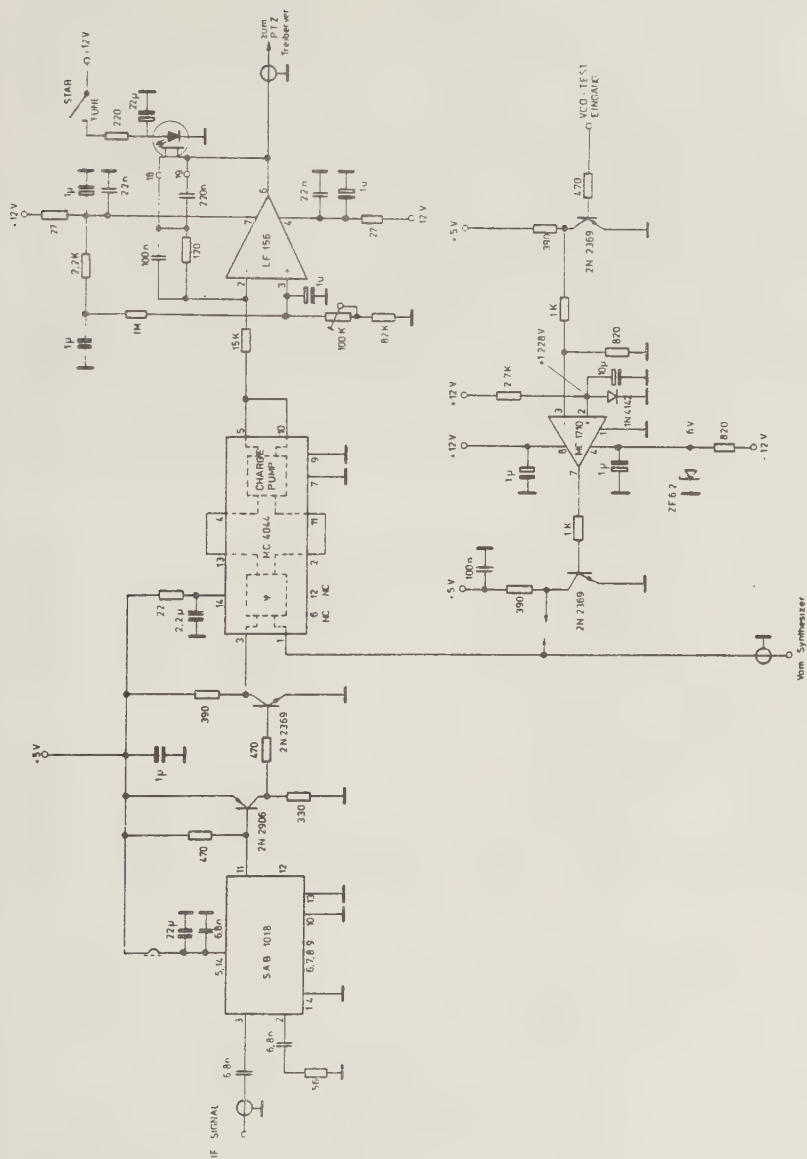


Abb. A.1.13: Baugruppe I, UHF-Teiler und Phasendetektor

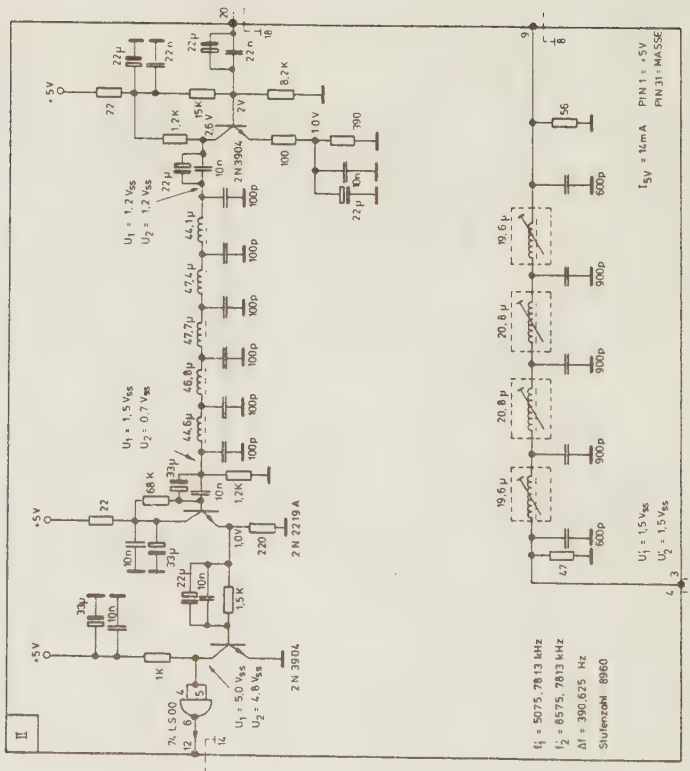


Abb. A.1.14: Baugruppe II, Tiefpaßfilter

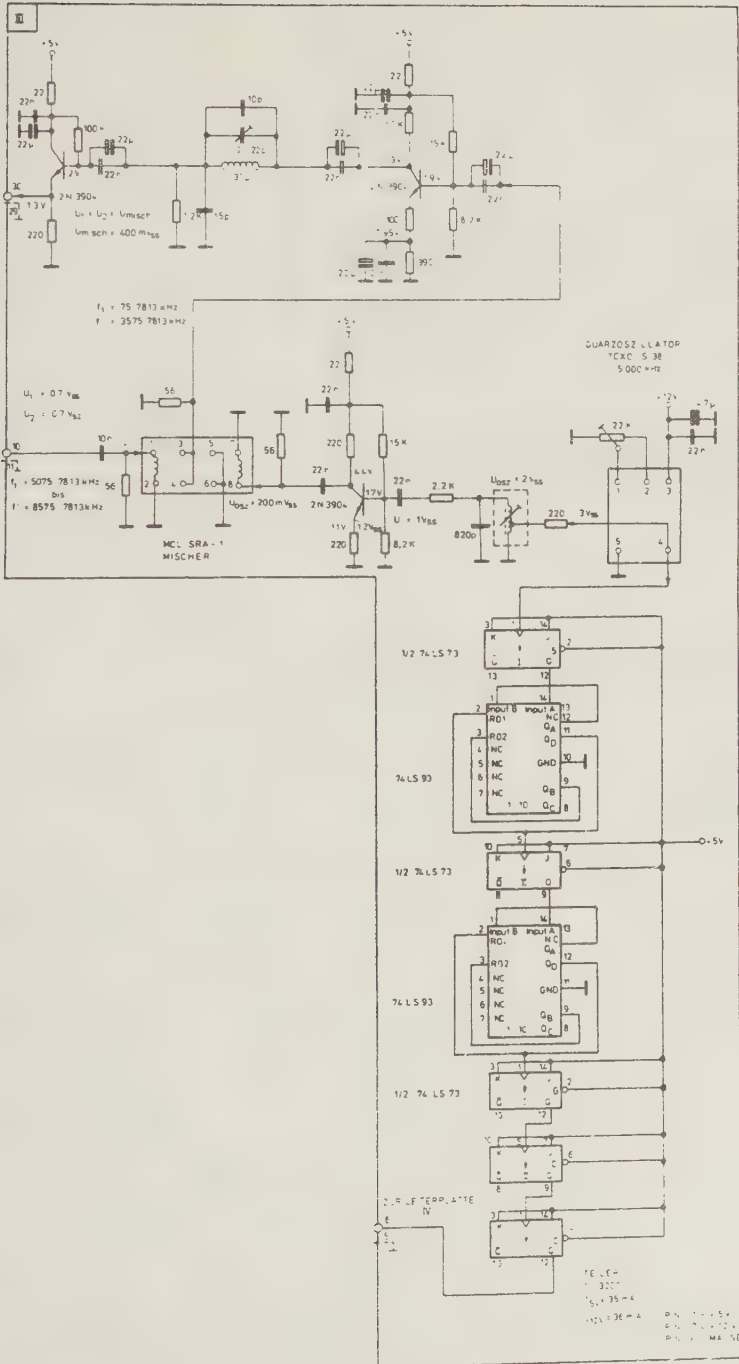


Abb. A.1.15: Baugruppe III, Oszillator mit Mischer und Teiler



Abb. A. 1. 16:

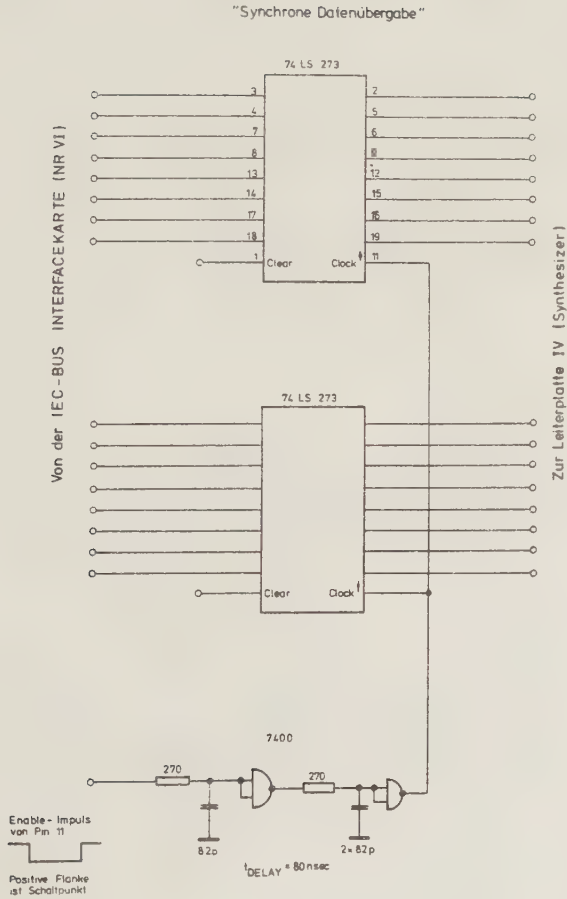


Abb. A.1.17: Baugruppe V, Pufferspeicher

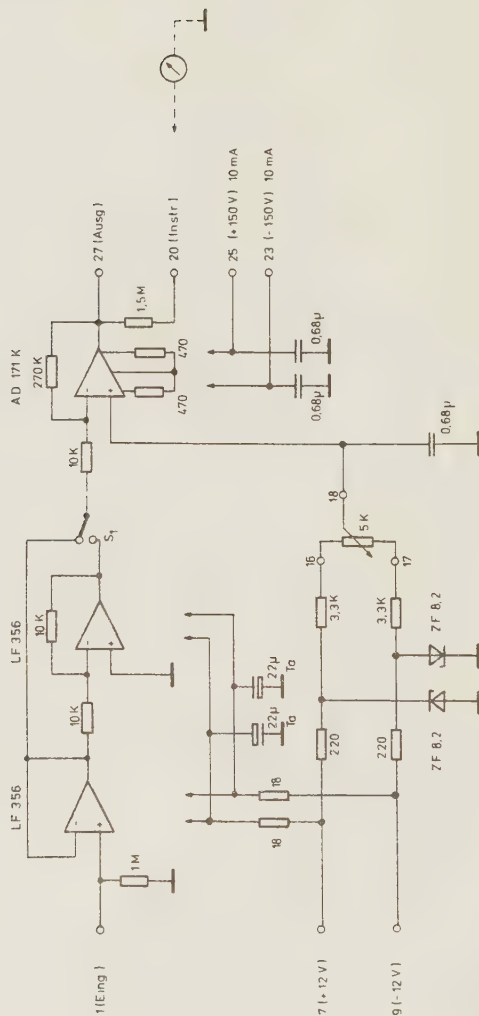


Abb. A.1.18: Baugruppe VII, PZT-Treiberverstärker

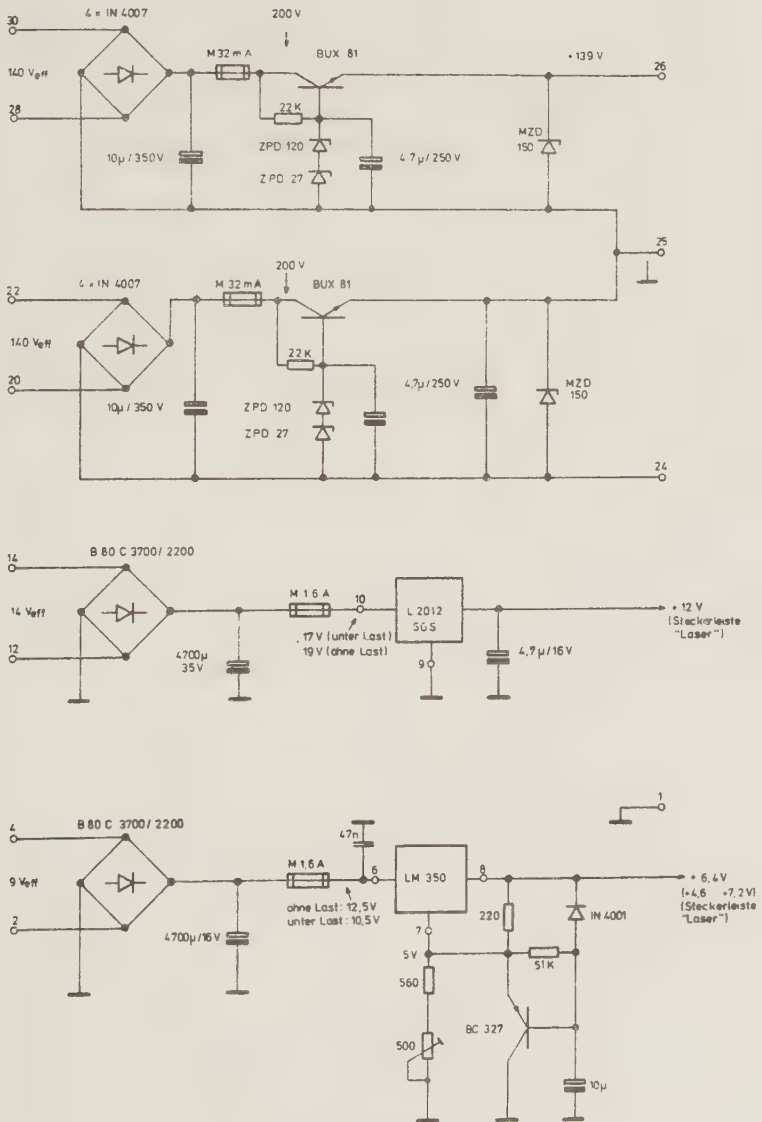


Abb. A.1.19: Baugruppe VIII,
Stromversorgung für PZT-Treiber und Laser

A N H A N G A.2

Tabellen der Meßergebnisse

5sns-Rydbergserie:	Tab. A.2.1
5snd-Rydbergserie:	Tab. A.2.2 und A.2.3
Zeeman-Rydbergniveaus:	Tab. A.2.4 bis A.2.7
Quantendefekte:	Tab. A.2.8

A	n	S	J	F	E(exp) [GHz]	E(n) [GHz]	E(n,n') [GHz]
87	105	0	0	9/2	0.0000	0.0621	0.0053
87	106	1	1	9/2	1.3641	1.3027	1.3702
86	106	0	0	-	3.7074	-	-
88	106	0	0	-	3.9258	-	-
87	106	0	0	9/2	6.1584	6.2297	6.1544
87	107	1	1	9/2	7.3621	7.2932	7.3686
86	107	0	0	-	9.6844	-	-
88	107	0	0	-	9.9045	-	-
87	107	0	0	9/2	12.1414	12.220	12.135
87	108	1	1	9/2	13.1924	13.113	13.198
86	111	0	0	-	31.9682	-	-
88	111	0	0	-	32.1884	-	-
87	111	0	0	9/2	-	34.534	34.371
87	112	1	1	9/2	34.9814	34.807	34.970
86	112	0	0	-	37.1574	-	-
88	112	0	0	-	37.3792	-	-
87	112	0	0	9/2	-	39.732	39.529
87	113	1	1	9/2	40.0861	39.862	40.066
86	113	0	0	-	42.2070	-	-
88	113	0	0	-	42.4266	-	-
87	113/	0	0	-	-	-	-
87	114	1	1	9/2	-	44.782	44.531
87	113/	0	0	-	-	-	-
87	114	1	1	9/2	45.0648	44.788	45.039
86	114	0	0	-	47.1183	-	-
88	114	0	0	-	47.3396	-	-
87	115	1	1	9/2	-	49.570	49.383
87	114	0	0	9/2	49.8937	49.707	49.894
86	115	0	0	-	51.9001	-	-
88	115	0	0	-	52.1213	-	-
87	116	1	1	9/2	-	54.231	54.090
87	115	0	0	9/2	54.6370	54.495	54.636
86	116	0	0	-	56.5551	-	-
88	116	0	0	-	56.7755	-	-
87	117	1	1	9/2	-	58.769	58.661
87	116	0	0	9/2	59.2685	59.156	59.264
86	117	0	0	-	61.0866	-	-
88	117	0	0	-	61.3070	-	-
87	118	1	1	9/2	-	63.190	63.105
87	117	0	0	9/2	63.7859	63.695	63.779
87	124	1	1	9/2	-	87.445	87.421
87	123	0	0	9/2	88.6117	88.581	88.605
86	124	0	0	-	89.7278	-	-
88	124	0	0	-	89.9466	-	-
87	125	1	1	9/2	91.0985	91.143	91.123
87	124	0	0	9/2	92.3968	92.371	92.391
86	125	0	0	-	93.4182	-	-
88	125	0	0	-	93.6383	-	-
87	126	1	1	9/2	94.7101	94.750	94.734
87	125	0	0	9/2	96.0865	96.069	96.086
86	126	0	0	-	97.0228	-	-
88	126	0	0	-	97.2423	-	-

Tab.A.2.1: Frequenzlagen der 5sns - Rydbergserie

A	n	S	J	F	E(exp) [GHz]	E(th) [GHz]
87	55	1	1	7/2	-	-2.3223
87	55	1	1	9/2	-	-2.1226
87	55	1	1	11/2	-	-1.8188
87	55	1	2	13/2	-	-1.3166
84	55	1	2	-	0.0000	-
86	55	1	2	-	0.2400	-
88	55	1	2	-	0.4597	-
87	55	1	2	5/2	1.4236	1.3210
87	55	1	2	7/2	1.5144	1.4412
87	55	1	2	9/2	1.6337	1.5957
87	55	1	2	11/2	1.7917	1.7898
87	55	1	3	13/2	2.1843	2.1126
87	55	1	3	11/2	3.6769	3.6764
87	55	1	3	9/2	4.4726	4.4660
87	55	1	3	7/2	5.0898	5.0873
87	55	1	3	5/2	5.5717	5.5711
84	55	0	2	-	13.0797	-
87	55	0	2	5/2	13.2264	13.3450
86	55	0	2	-	13.3194	-
87	55	0	2	7/2	13.4582	13.5760
88	55	0	2	-	13.5388	-
87	55	0	2	9/2	13.7258	13.8430
87	55	0	2	11/2	14.0171	14.1340
87	55	0	2	13/2	14.3220	14.4410
87	62	1	1	7/2	-	-2.2360
87	62	1	1	9/2	-	-2.0737
87	62	1	1	11/2	-	-1.8293
87	62	1	2	13/2	-	-1.4294
84	62	1	2	-	0.0000	-
86	62	1	2	-	0.2411	-
88	62	1	2	-	0.4607	-
87	62	1	2	5/2	1.1879	1.0355
87	62	1	3	13/2	1.2093	1.0873
87	62	1	2	7/2	1.2430	1.0996
87	62	1	2	9/2	1.3003	1.1665
87	62	1	2	11/2	1.3310	1.2041
87	62	1	3	11/2	3.2199	3.2199
87	62	1	3	9/2	3.7749	3.7732
87	62	1	3	7/2	4.2594	4.2603
87	62	1	3	5/2	4.6657	4.6658
84	62	0	2	-	8.9430	-
86	62	0	2	-	9.1834	-
87	62	0	2	5/2	9.2905	9.4543
88	62	0	2	-	9.4012	-
87	62	0	2	7/2	9.5273	9.6863
87	62	0	2	9/2	9.7869	9.9443
87	62	0	2	11/2	10.0577	10.2163
87	62	0	2	13/2	10.3304	10.4923

Tab.A.2.2: Frequenzlagen der Konfigurationen 5s 55d und 5s 62d

A	n	S	J	F	E [GHz]
87	105	1	3	13/2	0.0000
87	105	1	2	11/2	0.0709
87	105	1	2	9/2	0.1221
87	105	1	2	7/2	0.1573
87	105	1	2	5/2	0.1846
88	105	1	2	-	1.1019
84	105	0	2	-	2.3544
86	105	0	2	-	2.5910
88	105	0	2	-	2.8119
87	105	0	2	5/2..	[4.29,4.34]
				..13/2	ν_{max} 4.338
87	106	1	3	13/2	6.0535
87	106	1	2	11/2	6.1161
87	106	1	2	9/2	6.1599
87	106	1	2	7/2	6.1932
87	106	1	2	5/2	6.2164
88	106	1	2	-	7.1510
84	106	0	2	-	8.3519
86	106	0	2	-	8.5912
88	106	0	2	-	8.8058
87	106	0	2	5/2..	
				..13/2	ν_{max} 10.324
87	107	1	3	13/2	11.9402
87	107	1	2	11/2	11.9936
87	107	1	2	9/2	12.0308
87	107	1	2	7/2	12.0607
87	107	1	2	5/2	12.0822
88	107	1	2	-	13.0334
84	110	0	2	-	0.0000
86	110	0	2	-	0.2394
88	110	0	2	-	0.4575
87	110	0	2	5/2..	
				..13/2	ν_{max} 1.806
87	111	1	3	13/2	3.2124
87	111	1	2	11/2	3.2174
87	111	1	2	9/2	3.2307

Tab.A.2.3: Frequenzlagen der 5snd- Rydbergserie

A	n	S	J	F	E [GHz]
87	111	1	2	7/2	3.2426
87	111	1	2	5/2	3.2523
88	111	1	2	-	4.2145
84	111	0	2	-	5.2032
86	111	0	2	-	5.4433
88	111	0	2	-	5.6694
87	111/	0/	2/	5/2..	
	112	1	2,3	13/2	Max 6.946
87	111/	0/	2/		
	112	1	3	13/2	8.3515
87	111/	0/	2/		
	112	1	2	11/2	8.3515
87	111/	0/	2/		
	112	1	2	9/2	8.3515
87	111/	0/	2/		
	112	1	2	7/2	8.3515
87	111/	0/	2/		
	112	1	2	5/2	8.3515
88	112	1	2	-	9.3207
84	112	0	2	-	10.2660
86	112	0	2	-	10.5055
88	112	0	2	-	10.7231
87	112/	0/	2/		
	113	1	3,2	13/2	13.3379
87	112/	0/	2/		
	113	1	2	11/2	13.3379
87	112/	0/	2/		
	113	1	2	9/2	13.3379
87	112/	0/	2/		
	113	1	2	7/2	13.3379
87	112/	0/	2/		
	113	1	2	5/2	13.3379
88	113	1	2	-	14.2859
84	113	0	2	-	15.1920
86	113	0	2	-	15.4356
88	113	0	2	-	15.6513
87	113	0	2	5/2	18.1495

Tab.A.2.3: Frequenzlagen der 5snd- Rydbergserie

(Fortsetzung)

A	n	S	J	F	E [GHz]
87	113	0	2	7/2	18.1725
87	113	0	2	9/2	18.1861
87	113	0	2	11/2	18.2022
87	113	0	2	13/2	18.2187
88	114	1	2	-	19.1190
84	114	0	2	-	19.9940
86	114	0	2	-	20.2260
88	114	0	2	-	20.4351
87	115	1	2,3	13/2	[21.6, 21.8]
				..5/2	Max 21.705
87	114	0	2	5/2	22.8928
87	114	0	2	7/2	22.9109
87	114	0	2	9/2	22.9283
87	114	0	2	11/2	22.9478
87	114	0	2	13/2	22.9674
88	115	1	2	-	23.8445
84	115	0	2	-	24.6546
86	115	0	2	-	24.8964
88	115	0	2	-	25.1070
87	116	1	2,3	13/2	[26.2, 26.5]
				..5/2	Max 2.636
87	115	0	2	5/2	27.4993
87	115	0	2	7/2	27.5207
87	115	0	2	9/2	27.5408
87	115	0	2	11/2	27.5682
87	115	0	2	13/2	27.5929
88	116	1	2	-	28.4220
84	116	0	2	-	29.2018
86	116	0	2	-	29.4400
88	116	0	2	-	29.6533
87	117	1	2,3	13/2	[30.7, 30.9]
				..5/2	Max 30.887
87	116	0	2	5/2	31.9786
87	116	0	2	7/2	32.0076
87	116	0	2	9/2	32.0370
87	116	0	2	11/2	32.0701
87	116	0	2	13/2	32.0991
88	117	1	2	-	32.8883

Tab.A.2.3: Frequenzlagen der 5snd- Rydbergserie

(Fortsetzung)

A	n	S	J	F	E [GHz]
87	119	0	2	5/2	0.0000
87	119	0	2	7/2	0.0403
87	119	0	2	9/2	0.0837
87	119	0	2	11/2	0.1275
87	119	0	2	13/2	0.1696
88	120	1	2	-	0.7776
84	120	0	2	-	1.4422
86	120	0	2	-	1.6808
88	120	0	2	-	1.8994
87	121	1	2,3	13/2	[2.88, 3.04]
				..5/2	Max 2.952
87	120	0	2	5/2	4.0649
87	120	0	2	7/2	4.1132
87	120	0	2	9/2	4.1580
87	120	0	2	11/2	4.2030
87	120	0	2	13/2	4.2451
88	121	1	2	-	4.7979
84	121	0	2	-	5.4327
86	121	0	2	-	5.6706
88	121	0	2	-	5.8884
87	122	1	2,3	13/2	[6.75, 6.99]
				..5/2	Max 6.885
87	121	0	2	5/2	8.0331
87	121	0	2	7/2	8.0827
87	121	0	2	9/2	8.1285
87	121	0	2	11/2	8.1726
87	121	0	2	13/2	8.2169
88	122	1	2	-	8.7164
84	122	0	2	-	9.3218
86	122	0	2	-	9.5604
88	122	0	2	-	9.7741
87	123	1	3	13/2	10.6385
87	123	1	2	11/2	10.6943
87	123	1	2	9/2	10.7262
87	123	1	2	7/2	10.8029
87	123	1	2	5/2	10.8448

Tab.A.2.3: Frequenzlagen der 5snd- Rydbergserie

(Fortsetzung)

B [G]	n	S	L	J	m _J	E(exp) [GHz]	E(th) [GHz]
0.0	91	0	0	0	-	-	1.0949
	90	0	2	2	-	0.0000	0.0000
32.5	91	0	0	0	0	-	1.1104
	90	0	2	2	+2	0.1128	0.1109
					+1	0.0593	0.0588
					0	0.0105	0.0110
					-1	-0.0342	-0.0323
					-2	-0.0740	-0.0712
69.5	91	0	0	0	0	-	1.1666
	90	0	2	2	+2	0.3024	0.2856
					+1	0.1667	0.1580
					0	0.0504	0.0494
					-1	-0.0382	-0.0368
					-2	-0.1097	-0.1039
107.5	91	0	0	0	0	-	1.2692
	90	0	2	2	+2	0.5369	0.5186
					+1	0.3033	0.2955
					0	0.1173	0.1155
					-1	-0.0077	-0.0057
					-2	-0.0978	-0.0838
144.5	91	0	0	0	0	-	1.4164
	90	0	2	2	+2	0.8202	0.7977
					+1	0.4737	0.4643
					0	0.2074	0.2022
					-1	0.0586	0.0594
					-2	-0.0083	-0.0121
184.5	91	0	0	0	0	-	1.6322
	90	0	2	2	+2	1.1631	1.1574
					+1	0.6801	0.6854
					0	0.3114	0.3165
					-1	0.1644	0.1684
					-2	-	0.1234

Tab.A.2.4: Zeeman- Niveaus der

Konfiguration 5s 90d, $1D_2$ und 5s 91s, $1S_0$

(zirkular Pol., $\vec{B} \perp \vec{k}$)

B [G]	n	S	L	J	m_l	E(exp) [GHz]	E(th) [GHz]
0.0	91	0	0	0	-	-	1.0949
	90	0	2	2	-	0.0000	0.0000
32.5	91	0	0	0	0	-	1.1104
	90	0	2	2	+2	0.1194	0.1109
					0	0.0116	0.0110
					-2	-0.0770	-0.0712
69.5	91	0	0	0	0	-	1.1666
	90	0	2	2	+2	0.3002	0.2856
					0	0.0468	0.0494
					-2	-0.1124	-0.1039
107.5	91	0	0	0	0	-	1.2692
	90	0	2	2	+2	0.5322	0.5186
					0	0.1148	0.1155
					-2	-0.0928	-0.0838
144.5	91	0	0	0	0	-	1.4164
	90	0	2	2	+2	0.8148	0.7977
					0	0.2008	0.2022
					-2	-0.0198	-0.0121
184.5	91	0	0	0	0	-	1.6322
	90	0	2	2	+2	1.1700	1.1574
					0	0.3060	0.3165
					-2	0.1136	0.1234
225.0	91	0	0	0	0	-	1.9149
	90	0	2	2	+2	1.5739	1.5829
					0	0.4332	0.4498
					-2	0.3136	0.3220
266.0	91	0	0	0	0	2.2307	2.2697
	90	0	2	2	+2	2.0147	2.0765
					0	0.5366	0.5999
					-2	0.5506	0.5976
302.0	91	0	0	0	0	2.6012	2.6392
	90	0	2	2	+2	2.5227	2.5620
					0	0.7082	0.7432
					-2	0.8308	0.8696

Tab.A.2.5: Zeeman- Niveaus der Konfigurationen

5s 90d, $1D_2$ und 5s 91s, $1S_0$

(linear Pol., $\hat{B} \perp \hat{k}$, $\hat{B} \perp \hat{E}$)

B [G]	n	S	L	J	m_l	E(exp) [GHz]	E(th) [GHz]
0.0	111	0	0	0	-	0.5964	0.5964
	110	0	2	2	-	0.0000	0.0000
32.5	111	0	0	0	0	0.6348	0.6320
	110	0	2	2	+2	0.1508	0.1363
					0	0.0156	0.0246
					-2	-0.0550	-0.0458
69.5	111	0	0	0	0	0.7682	0.7652
	110	0	2	2	+2	0.4014	0.4016
					0	0.1032	0.1067
					-2	0.0064	0.0121
107.5	111	0	0	0	0	-	1.0206
	110	0	2	2	+2	0.8084	0.7960
					0	0.1922	0.2352
					-2	0.1922	0.1936
144.5	111	0	0	0	0	-	1.3976
	110	0	2	2	+2	1.3379	1.2989
					0	0.3938	0.3902
					-2	0.5028	0.4892
184.5	111	0	0	0	0	-	1.9514
	110	0	2	2	+2	1.9571	1.9745
					0	0.5526	0.5872
					-2	0.9014	0.9406
214.5	111	0	0	0	0	-	2.4652
	110	0	2	2	+2	2.5610	2.5711
					0	0.7366	0.7563
					-2	1.3257	1.3690

Tab.A.2.6: Zeeman- Niveaus der Konfigurationen

5s 110d, 1D_2 und 5s 111s, 1S_0

(linear Pol., $\vec{B} \perp \vec{k}$, $\vec{B} \perp \vec{E}$)

B	n	S	L	J	m_l	E(exp)	E(th)
[G]						[GHz]	[GHz]
0.00	111	0	0	0	0	-	0.5964
	110	0	2	2	0	0.0000	0.0000
70.95	111	0	0	0	0	0.7734	0.7727
	110	0	2	2	0	0.1382	0.1109
145.97	111	0	0	0	0	1.4425	1.4152
	110	0	2	2	0	0.4061	0.3969
225.00	111	0	0	0	0	2.6517	2.6646
	110	0	2	2	0	0.7748	0.8202

Tab.A.2.7: Zeeman- Niveaus $m_l = 0$ der Konfigurationen

5s 110d, $1D_2$ und 5s 111s, $1S_0$

(zirkular Pol., $\vec{B} \perp \vec{k}$, $\vec{B} \parallel \vec{E}$)

n	S	L	J	gD
55	0	2	2	2.37143 *
	1	2	3	2.59759
	1	2	2	2.65882
	1	2	1	2.67130
62	0	2	2	2.37509 *
	1	2	3	2.60209
	1	2	2	2.66108
	1	2	1	2.67573
106	0	0	0	3.26897 *
	1	0	1	3.37222

Tab.A.2.8: Ermittelte Quantendefekte der Serien 5sns und 5snd

(* Werte aus Präzisions- Waveformmessungen /77/)

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Atom- und Festkörperphysik der Freien Universität Berlin durchgeführt und wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (Sonderforschungsbereich 161) finanziell gefördert.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. E. Matthias, der mir die Mitarbeit in seiner Forschungsgruppe ermöglichte und durch seine Unterstützung und Diskussionsbereitschaft zum Fortgang dieser Arbeit beitrug.

Den Herren Dr. R. Beigang, Dr. A. Timmermann und Dr. P.J. West gilt mein besonderer Dank für die enge Zusammenarbeit im Rahmen des Forschungsprojekts.

Den Herren E. Arndt, R. Küsel und P. Staszak danke ich für die Mitwirkung bei der Konstruktion und Anfertigung der Baugruppen für das computergesteuerte Laserspektrometer.

Herrn Dr. J. Helmcke danke ich für die Füllung der Jodzelle in der PTB-Braunschweig.

Weiterhin möchte ich mich bei Frau D. Mallwitz für die Niederschrift des Manuskripts und bei allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe und den technischen Angestellten des Instituts für ihre hilfreiche Unterstützung bedanken.

Wilfried Makat

Lebenslauf

3. 11. 1953	geboren in Berlin
1960 - 1966	Besuch der Oskar-Heinroth-Grundschule in Berlin
1966 - 1973	Besuch der Albert-Einstein-Oberschule in Berlin
17. 1. 1973	Reifeprüfung
1973 - 1981	Studium der Physik an der Freien Universität Berlin
16. 3. 1981	Diplomprüfung
seit 1981	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Atom- und Festkörper- physik der Freien Universität Berlin

Papyrus-Druck GmbH Berlin ☎ 3416451
Dissertationen